www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Jaargang 20, 1958, no. 2 blz. 29-64 Verschenen 8 mei 1958

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

RUIS

EEN KWALITATIEF OVERZICHT

door K. S. KNOL *).

621.396.82

*In zijn rede, uitgesproken bij de aanvaarding van het ambt van gewoon hoogleraar aan de Technische Hogeschool te Eindhoven op 17 december 1957, gaf prof. dr. K. S. Knol een overzicht van de ontwikkeling van het inzicht in de verschijnselen die in de telecommunicatietechnieken aanleiding geven tot storende effecten in de ontvangers, welke verschijnselen men gewoonlijk samenvat onder de naam „ruis". De beheersing van deze ruis, alsmede enkele toepassingen van onze huidige kennis ervan bij het zuiver wetenschappelijk onderzoek en in de industrie, werden eveneens belicht. Met vriendelijke toestemming en medewerking van prof. Knol geven we in het onderstaande artikel de hoofdzakelijke inhoud van deze rede **), aangevuld met een literatuuroverzicht en enkele illustraties.*

Wanneer wij ons radiotoestel op een ver verwijderde of zwakke zender proberen af te stemmen, dan wil het wel eens voorkomen dat wij het gewenste programma niet helder en duidelijk uit onze luidspreker te horen krijgen, maar dat het verloren gaat in een min of meer krakend en sissend geluid, dat we met „geruis" plegen aan te duiden. Bijzonder karakteristiek hoort men dit geruis uit een frequentiemodulatie-ontvanger als deze niet is afgestemd op een zender. Dit geruis verdwijnt meestal zodra men op een voldoend sterk station heeft ingesteld.

Bezitters van een televisieapparaat die een programma willen zien van een zender die niet binnen de voor een goede ontvangst noodzakelijke afstand ligt, ontwaren meestal op het scherm een beeld dat meer lijkt op een sneeuwbui dan op de weergave van het in de studio opgenomen tafereel.

Beide verschijnselen, geruis uit de luidspreker en sneeuw op het beeldscherm, hebben dezelfde oorzaken. In de vaktaal worden zowel de verschijnselen als de oorzaken gewoonlijk „ruis" genoemd. Het woord „geruis", dat de hoorbare vorm toch goed weergeeft, heeft zich bij ons niet ingeburgerd. Het woord „ruisen" zou voor een dergelijk onaangenaam verschijnsel beslist niet op zijn plaats zijn. Bij ruisen denken we veeleer aan iets welluidends, zoals Guido Gezelle doet, wanneer hij dicht:

„O! 't ruischen van het ranke riet!
hoe menig mensch aanschouwt U niet
en hoort Uw' zingend' harmonij,
doch luistert niet en gaat voorbij!"

De radioluisteraar, zelfs de poëtische, zal de ruis zeker niet als „zingend' harmonij" beschouwen, die hem tot luisteren noodt. Voor de geïnteresseerde onderzoeker daarentegen biedt de studie van de ruis en het hiermee verband houdende zoeken naar middelen om de door de natuur gestelde grens van de versterking van signalen zo dicht mogelijk te benaderen, veel boeiende problemen.

De eerste vraag die in dit verband rijst, luidt: ontstaat de ruis binnen of buiten het ontvangtoestel? Het antwoord is: beide gevallen kunnen optreden. We zullen eerst, zeer in het kort, de ruis beschouwen die buiten het toestel ontstaat en die dus veroorzaakt wordt door storende signalen die via de antenne of de leiding van het elektrisch net het toestel binnenkomen. Daarna zullen we, meer uitgebreid, onze aandacht richten op de verschijnselen die de ruis binnen ons toestel veroorzaken en die in het algemeen een grens zullen stellen aan de nuttige gevoeligheid van het apparaat.

*) Hoogleraar aan de Technische Hogeschool te Eindhoven; voordien verbonden aan het Philipslaboratorium te Eindhoven.

**) De volledige rede is uitgegeven bij J. B. Wolters, Groningen-Djakarta.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Uitwendige oorzaken van ruis

Stoorsignalen van buiten het toestel kunnen komen van dichtbij en van verre. Die van dichtbij kunnen hun ontstaan vinden in elektrische apparaten, zoals motoren, gasontladingslampen, hoogfrequentieverhittingsapparaten, ontstekingsmechanismes van auto's en bromfietsen, waarbij elektrische ontladingen optreden. De Engelse vaktaal spreekt hierbij van „man-made noise". Deze storingen moeten en kunnen ter plaatse van hun ontstaan bestreden worden.

Een tweede oorzaak is iets verder van huis te zoeken, maar is eveneens van zeer aardse oorsprong. Een onweer binnen enkele km van de ontvanger geeft bij elke ontlading een korte krak in de luidspreker, die echter nog niet als ruis aangemerkt wordt. De vele onweders, die vrijwel onafgebroken in de gehele wereld en in 't bijzonder in de tropen woeden, veroorzaken door het grote aantal ontladingen een voortdurend kraken, met het karakter van een ruisende storing. Wij merken deze op golven die in de regel langer zijn dan ongeveer 10 m, daar deze via meervoudige reflecties tussen de ionosfeer en het aardoppervlak over een zeer grote afstand tot ons kunnen komen.

Als derde bijdrage tot de ruis die van buitenaf ons radiotoestel kan binnendringen, kan nog genoemd worden de buitenaardse ruis, die uit de wereldruimte tot ons komt, de zg. kosmische ruis. De bestudering hiervan heeft de laatste jaren geleid tot een volkomen nieuwe tak van wetenschap, nl. de radioastronomie [1]), die met recht een verrijking van de aloude astronomie mag heten. De recente resultaten ervan hebben het wereldbeeld dat de oude astronomie ontwikkeld had, in vele opzichten aangevuld. Het zij echter opgemerkt, dat de door Van de Hulst [2]) voorspelde straling, die speciaal meer licht geworpen heeft op de structuur van ons melkwegstelsel, nl. de 21 cm-lijn van waterstof, moeilijk als ruis te betitelen is. De geringe bandbreedte van deze straling maakt het mogelijk, haar in de kosmische ruis aan te tonen. Zij is evenwel zo zwak, dat zij niet dan met bijzondere middelen van de ruis van het ontvangtoestel is te onderscheiden, waardoor het onderzoek ervan in hoofdzaak een ruisprobleem wordt. Het valt buiten het kader van dit overzicht, nader op dit interessante onderwerp in te gaan.

Inwendige oorzaken van ruis

Thermische ruis

De studie van de elektrische fluctuatieverschijnselen, die onafhankelijk van uitwendige verschijnselen reeds een ruis in onze toestellen veroorzaken, dateert pas van het begin van deze eeuw en is dus nog betrekkelijk jong. De elektrische waarnemingsmethodes waren voordien nl. nog zo weinig ontwikkeld, dat het niet wel mogelijk was deze verschijnselen aan te tonen.

Evenwel was een onregelmatige beweging van zeer kleine deeltjes die in een vloeistof zweven, reeds in 1827 opgemerkt door de Engelse botanicus Brown. Pas veel later werd hiervoor een bevredigende verklaring gevonden. Deze Brown-beweging bleek veroorzaakt te worden door de temperatuurbeweging van de vloeistofmoleculen, die botsingen uitvoeren met de grotere, door een microscoop zichtbare, deeltjes, waardoor deze hun grillige baan beschrijven. Het waren Einstein en onafhankelijk van hem Smoluchowski die in 1906 het gemiddelde kwadraat van de verplaatsing van een deeltje in een bepaalde tijd wisten te berekenen [3]). Dit kwadraat bleek evenredig te zijn met de absolute temperatuur. Interessant is ook, dat Smoluchowski in 1912 de Brown-beweging van een galvanometerspoeltje voorspelde [4]). Pas in 1925 konden deze spontane uitslagen van een galvanometer werkelijk worden aangetoond. Moll en Burger publiceerden toen nl. een methode om een galvanometer zeer gevoelig te maken met behulp van een „thermorelais" [5]). Hun galvanometer werd zelfs zo gevoelig dat hij spontane uitslagen vertoonde. Zij schreven deze toe aan microseismische storingen. Ising [6]) kon echter laten zien dat men deze fluctuaties voor een belangrijk deel kon verklaren met de theoretische voorspellingen van Smoluchowski.

Het is duidelijk dat spontane, volkomen grillige, zij het geringe, fluctuaties van een galvanometerspoeltje een grens zullen stellen aan de nog nuttige gevoeligheid die men een galvanometer kan geven.

Uit 1912 stamt ook de nu nog vaak geciteerde dissertatie van mevr. De Haas-Lorentz [7]), waarin zij onder meer de invloed van de thermische beweging van de elektronen in elektrische ketens bestudeerde, hierbij voortbouwende op het werk van Einstein, die ook hiermee reeds begonnen was.

In 1928 toonden Nyquist en Johnson aan dat ook de temperatuurbeweging der elektronen in weerstanden, gebruikt in versterkers van elektrische signalen, de nuttige gevoeligheid hiervan begrenst [8]). Nyquist berekende op thermodynamische basis het gemiddelde kwadraat van de ruisspanning v, in een klein frequentiegebied, die over een weerstand ontstaat. Dit kwadraat bleek eveneens evenredig te zijn met de absolute temperatuur T, en bovendien met de waarde R van de weerstand en de breedte

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Δf van het frequentiegebied, doch onafhankelijk van de frequentie:

$$\overline{v^2} = 4kTR\Delta f$$

(k = constante van Boltzmann).

Later is dit resultaat van verschillende zijden bevestigd. Zo hebben Bakker en Heller [9]) in 1939 de ruisstroom in een draad die de weerstand kortsluit, berekend door het effect van de bewegingen van alle elektronen in de weerstand te sommeren, waarbij zij een uitkomst kregen, analoog met die van Nyquist.

Bij al deze berekeningen werd verondersteld dat de weerstand geen stroom voert, zodat men alleen te maken heeft met de thermische beweging der elektronen, kortweg: met thermische ruis.

Hageleffect

Een tweede vorm van fluctuatieverschijnselen treedt op waar men te maken heeft met een weliswaar voortdurende stroom van deeltjes, die echter niet, als een troep goed geoefende soldaten, precies in de pas lopen, maar die zich geheel willekeurig over de tijd verdeeld voortbewegen. Men kan dit vergelijken met het vallen van hagelkorrels in een hagelbui. Zou men het aantal hagelkorrels tellen dat in een bepaalde tijd op een zeker oppervlak valt, en zou men die telling op verschillende momenten uitvoeren, dan zou men aantallen vinden die niet steeds gelijk zijn, doch fluctueren om een zeker gemiddeld aantal. Hetzelfde heeft men b.v. met de elektronen in een elektronenbuis, die van de katode naar de anode gaan, of met het aantal quanta in een röntgenbeeldversterker dat op een bepaalde oppervlakte valt. Deze fluctuaties veroorzaken eveneens ruis, die bij ons wel met hageleffect wordt aangeduid. Schottky, die deze soort ruis in 1918 ontdekte, gaf er de naam „Schroteffekt" aan [10]), waarbij hij kennelijk meer aan schiethagel dacht, evenals de Engelsen, die dit verschijnsel „shot effect" doopten. Wellicht waren de vier voorafgaande jaren van de eerste wereldoorlog hieraan niet vreemd.

Schottky leidde een formule af voor de ruisstroom in een verzadigde diode, waarbij het gemiddelde kwadraat van deze stroom, $\overline{i^2}$, evenredig bleek met de gelijkstroom I_s door de buis, met de grootte e van de lading van het elektron en met de breedte Δf van het frequentiegebied, maar weer onafhankelijk was van de frequentie. Hiermee komt het corpusculaire karakter van de elektronenstroom wel sterk tot uiting. Schottky's formule bood de mogelijkheid om uit ruismetingen de grootte van de lading van één elektron te bepalen, een eerste toepassing van ruismetingen als hulpmiddel bij het fysisch onderzoek. De eerste poging om op deze wijze de elementaire lading te meten, ondernomen door Hartmann [11]), leverde geen bevredigend resultaat op. Om die reden herhaalde Johnson [12]) de berekeningen van Schottky, waarbij hij ontdekte dat Schottky zich ergens in de berekening een factor 2 vergist had. De gecorrigeerde formule luidt:

$$\overline{i^2} = 2eI_s\Delta f,$$

waarmee echter de ruismetingen van Hartmann toch nog niet geheel klopten. Later zijn bij nauwkeuriger uitvoering der metingen uitkomsten gevonden die overeenkwamen met de op andere wijze verkregen waarden.

De verzadigde diode, waarvoor Schottky zijn formule opstelde, wordt heden ten dage als standaardruisbron in vele laboratoria nog dagelijks toegepast (*fig. 1*).

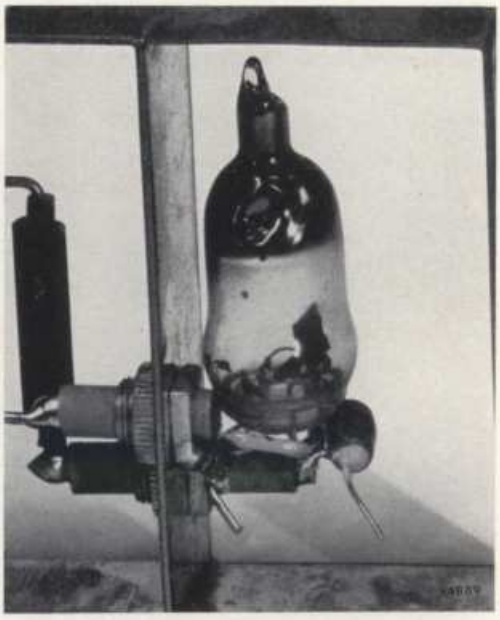

Fig. 1. Een moderne standaardruisdiode. Voor een beschrijving, zie H. Groendijk, Philips techn. T. **19**, 383-385, 1957 (no. 12).

Een gelukkige omstandigheid bleek dat de ruis in elektronenbuizen in de meeste gevallen lang niet zo groot was als die van een verzadigde diode. Bij buizen die in het ruimteladingsgebied werken, waar derhalve vóór de katode een potentiaalminimum aanwezig is, bleek de ruisstroom in de anodeketen sterk verminderd te zijn. Berekeningen hierover komen o.a. van Schottky, Spenke, Rack en North [13]).

Andere oorzaken van ruis in vacuümbuizen

Als een verdere oorzaak van ruis in meer gecompliceerde buizen — b.v. met meer dan één roos-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ter, zoals tetrodes, pentodes en hexodes — zouden we nog kunnen noemen de zg. verdelingsruis, die ontstaat als een elektronenstroom zich kan verdelen over twee positieve elektrodes [14]). Het kansspel der elektronen van het wel of niet treffen van een elektrode veroorzaakt fluctuaties in de stroom naar deze elektrodes.

In buizen met secundair emitterende elektrodes treedt door incidentele fluctuaties in het aantal der per primair elektron vrijgemaakte secundaire elektronen, eveneens een extra-ruisstroom op [15]).

Ruis in halfgeleiders

Wat wij tot dusver besproken hebben, geldt eigenlijk alleen voor elektronenbuizen bij niet-extreme frequenties. In de elektronische hulpmiddelen die halfgeleiders bevatten, zoals de uit de oertijd der radio bekende kristaldiodes en de moderne transistors, kan men voor een zeker, men zou kunnen zeggen „middelbaar", frequentiegebied, dus niet te hoog en niet te laag, de ruis in grote trekken ook onderscheiden in thermische ruis en hageleffect. Dit middelbare frequentiegebied is echter niet hetzelfde als dat voor vacuümbuizen. Dit behoeft ook niet te verwonderen, daar het hier in hoofdzaak een diffusieproces bij kamertemperatuur betreft, met een veel geringere snelheid van de ladingsdragers dan in vacuümbuizen. Daardoor zijn de looptijden der ladingsdragers in halfgeleiders veel groter en zullen looptijdeffecten eerder een rol kunnen gaan spelen. Bij transistors echter die in de laatste tijd ontwikkeld zijn en waarbij gebruik gemaakt wordt van een inwendig versnellend veld, kan men de invloed van de looptijdeffecten naar veel hogere frequenties verschuiven.

Voor wij op de looptijdeffecten ingaan, zullen we nog iets zeggen over een eveneens zeer belangrijk type ruis, dat zowel bij vacuümbuizen als bij halfgeleiders een grote rol speelt, en dat optreedt bij zeer lage frequenties.

Ruis bij zeer lage frequenties

Bij zeer lage frequenties blijkt de ruis van vacuümbuizen zowel als die van halfgeleiders opvallend groot te worden. Het gemiddelde kwadraat van de ruisstroom in een smal frequentiegebied is hier meestal omgekeerd evenredig met de frequentie:

$$\overline{i^2} \sim \frac{1}{f}.$$

Vooral de eerste puntcontacttransistors bleken erg veel van deze ruis te vertonen.

In 1926 heeft alweer Schottky van dit ruiseffect in vacuümbuizen een theorie gepubliceerd [16]), die evenwel niet alle verschijnselen kon verklaren. Schottky nam bij zijn beschouwingen aan dat op de katode zg. emissiecentra optreden, die gedurende een bepaalde tijd, hun levensduur, een grote stroom geven. Uitgaande van een zekere levensduur van de emissiecentra kon hij het ruisspectrum berekenen. De grootheid $\overline{i^2}$ zou dan voor zeer lage frequenties constant moeten zijn en voor hogere frequenties ongeveer omgekeerd evenredig met het kwadraat van de frequentie moeten afnemen:

$$\overline{i^2} = \text{const.}\ (f \text{ klein}),$$

$$\overline{i^2} \sim \frac{1}{f^2} \qquad (f \text{ groot}).$$

De overgang tussen deze twee gebieden zou moeten liggen bij een frequentie waarvoor de trillingstijd van dezelfde orde van grootte is als de levensduur van een emissiecentrum. In de praktijk is vrijwel voortdurend gebleken, dat $\overline{i^2}$ zelfs tot zeer lage frequenties nog steeds ongeveer omgekeerd evenredig met de frequentie is. Bij halfgeleiders en weerstanden, gevormd door zeer dunne metaal- of koollagen, waardoor een stroom vloeit, is het al niet anders. Rollin en Templeton hebben zelfs aangetoond [17]) dat bij een dergelijke weerstand dit spectrum zich nog voortzet tot frequenties van de orde van 10^{-4} Hz, d.i. ongeveer 1 periode per uur (*fig. 2*).

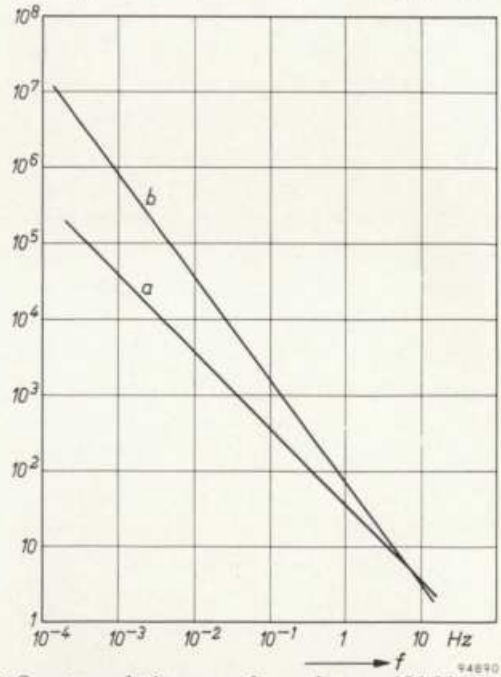

Fig. 2. Gemeten relatieve waarde van het gemiddelde kwadraat van de ruisstroom per eenheid van bandbreedte bij zeer lage frequenties, volgens Rollin en Templeton [17]). Bij *a*, gemeten aan koolweerstanden, is $\overline{i^2}/\Delta f$ omgekeerd evenredig met de frequentie f, bij *b*, gemeten aan een germaniumdraad van 10 kΩ weerstand, omgekeerd evenredig met $f^{1,35}$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Uit de theorie van Schottky volgde ook hoe deze ruis door de ruimtelading onderdrukt zou moeten worden. Uit metingen bleek evenwel dat de ruisonderdrukking geheel anders verliep dan Schottky voorspelde, zodat men de theorie van de emissiecentra moest verlaten.

Toch zou men moeten verwachten dat in de gevallen waarbij de ruis van de frequentie afhangt, variabele processen een rol spelen. Een proces met één enkele levensduur is blijkbaar niet voldoende. Een superpositie van dergelijke processen met een grote spreiding der levensduren zou het gevonden spectrum wel kunnen verklaren. Onlangs heeft men de aanwezigheid van een dergelijke grote spreiding van levensduren, nl. van energietoestanden op het oppervlak van germanium, langs heel andere weg dan uit ruismetingen kunnen constateren. Men is daarom tegenwoordig geneigd aan te nemen dat een modulatieproces ten gevolge van dergelijke energietoestanden met uiteenlopende levensduren het bewuste spectrum veroorzaakt. Overigens treft men ook wel spectra aan die in meerdere of mindere mate afwijken van het type waarbij $\overline{i^2}$ omgekeerd evenredig is met de frequentie.

Hoe het zij, deze laagfrequentieruis heeft een zeer gecompliceerd karakter en vertoont bij verschillende materialen uiteenlopende verschijnselen. In de laatste tijd zijn door Van der Ziel en zijn medewerkers belangrijke onderzoekingen gedaan over ruis bij lage frequenties in vacuümbuizen [18]). Een bijzonder interessant resultaat is, dat zij uit hun ruismetingen aan oxydekatodes aanwijzingen konden vinden voor het optreden van een door Loosjes en Vink voorgesteld mechanisme van de geleiding door de oxydekatode, nl. de poriëngeleiding [19]). Dit is een frappant voorbeeld van de toepassing van ruisonderzoek om inzicht te verkrijgen in andere fysische verschijnselen.

Ruis bij zeer hoge frequenties

De ruisoorzaken die bij lage frequenties domineren, hebben bij zeer hoge frequenties vrijwel geen invloed meer. Voor buitengewoon hoge frequenties zal zelfs de thermische ruis moeten afnemen, nl. als de invloed van de quanta van het elektromagnetische veld zich laat gelden. Bij de temperaturen die in onze omgeving voorkomen, zijn de golflengten waarbij deze invloed merkbaar wordt nog zo klein, nl. enkele honderdsten mm, dat wij voorshands geen mogelijkheid zien dat quantumeffecten werkelijk praktische betekenis zullen krijgen. Wel zou men in het laboratorium bij de zeer lage temperaturen die bereikbaar zijn, en bij de zeer hoge frequenties der mm-golven, de quantumeffecten moeten kunnen aantonen. Het ware te wensen dat door samenwerking van een microgolfspecialist enerzijds en een lagetemperaturenspecialist anderzijds een dergelijk onderzoek tot stand zou komen.

Een bij hoge frequenties wèl merkbare invloed op de ruisverschijnselen wordt uitgeoefend door de reeds genoemde looptijden der elektronen. Deze invloed openbaart zich op twee manieren:

1) de ten gevolge van het hageleffect reeds bij lage frequenties aanwezige ruisstroom ondergaat veranderingen, en
2) er treden verschijnselen op die men bij lage frequenties niet opmerkte.

Om na te gaan welke invloed de looptijden der elektronen hebben op de ruis die ook bij lage frequenties reeds aanwezig is, beschouwen we eens een diode met een potentiaalminimum ten gevolge van de ruimtelading. Een theorie die hiervoor de fluctuaties in de anodestroom in alle details berekent, bestaat nog steeds niet. Men heeft voorshands zijn toevlucht genomen tot een geïdealiseerd model en veronderstelt daarbij, dat in of even voorbij het potentiaalminimum een elektronenbundel begint te lopen met een bepaalde gemiddelde snelheid, terwijl de dichtheid en de snelheid van de elektronen fluctuaties vertonen om hun gemiddelden. Men zou deze dichtheids- en snelheidsfluctuaties en hun onderlinge samenhang, hun correlatie, in het potentiaalminimum graag willen berekenen, maar hier ligt theoretisch nog een groot probleem. Als men eenvoudig de vraag stelt: zullen de fluctuaties in het aantal elektronen dat het potentiaalminimum passeert, verband houden met de fluctuaties van de gemiddelde snelheid?, dan is de eerste reactie: dit zou ons geenszins verbazen. Gaat men echter dieper op deze kwestie in, dan blijkt het onmogelijk, met de bestaande theorieën een correlatie aan te tonen. De meeste onderzoekers gaan er dan ook van uit dat er geen correlatie bestaat. Van recente datum is een berekening van enkele onderzoekers in Amerika, o.a. Tien [20]), die een veel ingewikkelder model hebben bestudeerd. Zij hebben nl. getracht de banen en het gedrag van zeer vele betrekkelijk kleine groepen van willekeurige aantallen elektronen, die achtereenvolgens in gelijke zeer kleine tijdsintervallen door de katode worden uitgezonden, in hun onderlinge wisselwerking te berekenen met behulp van een moderne rekenmachine. Zoals men zich gemakkelijk realiseert, is dit een ontzagwekkend werk geweest. Het resultaat van de berekeningen was buitengewoon interessant wat betreft het te verwachten ruisgedrag van lopendegolfbuizen, maar leverde geen correlatie op tussen dichtheids- en snelheidsfluctuaties.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Uitgaande van de uit de theorie voor lage frequenties volgende dichtheids- en snelheidsfluctuaties in het potentiaalminimum, kan men met de bestaande looptijdtheorieën de fluctuaties op een plaats verderop in de bundel of in de uitwendige keten berekenen. Hier dient te worden vermeld het buitengewoon belangrijke werk van Cutler en Quate, die aangetoond hebben dat de ruis langs de bundel maxima en minima vertoont (*fig. 3*)[21]). Dit werk heeft geleid tot de constructie van ruisarme lopendegolfbuizen.

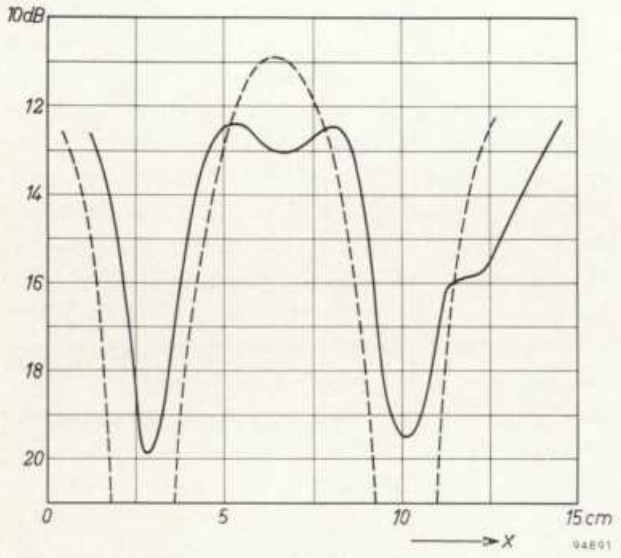

Fig. 3. Gemiddeld kwadraat van de ruisstroom in de elektronenbundel van een lopendegolfbuis als functie van de afstand x van de anode, volgens Cutler en Quate[21]). De verticale schaal vermeldt het aantal dB beneden het niveau van het hageleffect. De getrokken kromme is gemeten, de gestippelde berekend. Er treden langs de bundel maxima en minima op.

In eenvoudige diodes en triodes zijn de looptijden meestal niet zo groot dat zich golven kunnen vormen. Men kan hierbij volstaan met een theorie zoals die zich in de loop van de tijd heeft ontwikkeld en ten slotte door Llewellyn en Peterson is geformuleerd[22]).

Verschijnselen die bij hoge frequenties pas merkbaar worden, zijn b.v. de ruis ten gevolge van de gehele emissiestroom (Engels: total-emission noise), en de geïnduceerde roosterruis[23]). De eerste ontstaat door de vele elektronen die door de katode worden uitgezonden en vóór het potentiaalminimum terugkeren. Hierbij zijn vrijwel alle geëmitteerde elektronen betrokken, vandaar de naam „total emission" ruis. Ze maken dus als het ware kleine uitstapjes in de ruimte tussen katode en eerstvolgende elektrode, maar keren direct naar de katode terug. Een dergelijk elektron induceert hierbij twee gelijke maar tegengestelde stroomstootjes of stroomimpulsen, die onderling iets in de tijd verschoven zijn, in de katodeketen. Pas bij zeer hoge frequenties merkt men hierdoor deze in de katodeketen geïnduceerde ruisstroom.

De geïnduceerde roosterruis ontstaat doordat ieder elektron dat van de katode door een rooster heen naar de anode loopt, in de keten van dat rooster twee vrijwel even grote, ook weer iets in de tijd verschoven, tegengestelde stroomimpulsen induceert. Bij hoge frequenties geven de impulsen van alle elektronen samen aanleiding tot een ruisstroom in de roosterketen. Daar deze stroom zijn ontstaan dankt aan de elektronenstroom door de buis, zou hij volledig gecorreleerd moeten zijn met de ruisstroom in de anodeketen. Men zou hierin een middel moeten hebben om de anoderuisstroom te verminderen. Strutt en Van der Ziel hebben aangegeven hoe men deze ruisvermindering zou moeten bereiken[24]). Helaas blijkt in de praktijk dat de correlatie tussen de geïnduceerde roosterruis en de anoderuisstroom niet zodanig is als men meende te mogen verwachten. Aan de oplossing van de hierbij nog steeds bestaande problemen, zowel op frequenties van enkele honderden als van enkele duizenden MHz, wordt in verschillende laboratoria gewerkt.

De ruiseigenschappen van ontvangers

Nadat wij aldus enkele ruisoorzaken hebben genoemd die optreden in de elementen van een ontvanger van elektromagnetische golven, willen we ons afvragen hoe men in verband hiermede de gevoeligheid van een ontvanger zou moeten definiëren. Bij het luisteren naar de radio of het kijken naar een televisiebeeld is voor een ongestoorde ontvangst natuurlijk belangrijk de verhouding van het signaal- en het ruisvermogen dat het weergegeven geluid resp. beeld teweegbrengt; men spreekt eenvoudig van signaal-ruisverhouding.

Met het signaal ontvangt de antenne ook een zekere hoeveelheid ruis, die voor verschillende antenneconfiguraties niet steeds gelijk is. Om een vergelijking van verschillende ontvangers mogelijk te maken, neemt men nu aan dat de ontvangen ruis overeenkomt met thermische ruis bij kamertemperatuur, geproduceerd door een normale weerstand gelijk aan de stralingsweerstand van de antenne.

Om het ruisgedrag van een ontvanger te karakteriseren, heeft Friis[25]) het begrip „ruisfactor" ingevoerd, dat aanduidt het quotiënt van de ruis-signaalverhouding — d.i. het omgekeerde van de eerder genoemde signaal-ruisverhouding — aan het eind van de versterker en die aan de antenne. Deze definitie lijkt zeer eenvoudig en ondubbelzinnig, doch

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

moet in de praktijk met de nodige omzichtigheid gehanteerd worden. De reden hiervoor is, dat men meestal de gunstigste ruisfactor bereikt niet als de versterking maximaal is, doch bij een aanpassing van de antenne bij de eerste buis waarbij geen maximale energieoverbrenging plaatsvindt.

De apparatenbouwer, die een zo gevoelig mogelijk apparaat wil bouwen, moet natuurlijk zorgen dat de ruisfactor zo klein mogelijk is. Hij wil dus graag van de buizenfabrikant gegevens ontvangen die het hem mogelijk maken die schakeling te kiezen die, rekening houdende met andere omstandigheden, zoals gewenste bandbreedte enz., de kleinst mogelijke ruisfactor oplevert. Hij vraagt daarbij meteen om buizen die weinig ruis produceren.

De buizenfabrikant weet dus wat hem te doen staat. Aan de eerste vraag kan hij voldoen. Er bestaan methodes om de ruiseigenschappen van een versterkbuis, transistor of kristaldiode te karakteriseren, zonder direct op hun werkingswijze in te gaan. We willen hier een methode noemen die zeer eenvoudig is, en die het eerst is voorgesteld door Becking [26]). Deze toonde aan dat men de bijdrage tot de ruis van een vierpool volledig kan beschrijven door vóór de vierpool een ruisspannings- en een ruisstroombron, die onderling gecorreleerd kunnen zijn, geplaatst te denken, en verder de vierpool als ruisvrij te beschouwen. Men kan dan het ruisgedrag van de vierpool beschrijven door vier grootheden, die gemakkelijk gemeten kunnen worden. De kennis van deze grootheden maakt het mogelijk voor elke ingangsschakeling de ruisfactor te berekenen en, omgekeerd, die schakeling te vinden die de kleinste ruisfactor geeft. Hieraan heeft de apparatenbouwer genoeg.

De buizenonderzoeker echter neemt geen genoegen met het meten van de kenmerkende ruisgrootheden alleen. Hij zal hun waarden willen verbinden aan het fysische gebeuren in de buis. Dit levert verschillende problemen op, die het ruisonderzoek bijzonder interessant maken. We spraken reeds over de snelheids- en de dichtheidsfluctuaties in het potentiaalminimum, alsmede over de gebrekkige correlatie tussen de geïnduceerde roosterruis en de anoderuis. Ook voor de ruis ten gevolge van de „total emission" bestaat nog geen theorie die de experimenten kwantitatief kan verklaren. Bij de halfgeleiders bestaan eveneens nog veel onbekende factoren, die in wezen analoog zijn met die bij de buizen.

Men kan zich voor ieder concreet geval afvragen, welke ruisfactor de kleinste is die bereikt kan worden. De antwoorden zullen voor verschillende frequentiegebieden zeer uiteenlopen. De waarde 1 kan men nooit bereiken, want in dat geval zou de versterker in het geheel niet tot de ruis bijdragen. Dit is een ideaal dat niet te verwezenlijken is. In vele gevallen is het ook niet nodig al te veel moeite te doen. Voor de normale omroepgolven is de ruis die de antenne opvangt, meestal zo groot dat het weinig zin heeft het toestel al te gevoelig te maken. Voor de zg. kortegolfbanden en de televisie is een vermindering van de ruisfactor nog steeds van waarde. Voor b.v. radar en straalzenderverbindingen voor telefonie en televisie op cm-golven blijft de ruis een struikelblok.

Voor cm-golven zijn met lopendegolfbuizen tot dusver de kleinste ruisfactoren bereikt. Bij de triode wordt het verkrijgen van een zeer kleine ruisfactor bemoeilijkt door zijn grote roosterruis en door de, nog niet volledig verklaarde, beperkte ruisonderdrukking. Men streeft er thans naar, door verdere cultivering van de toch al uiterst fijne techniek en door uit verdieping van het theoretisch inzicht volgende maatregelen, ook triodes met zeer kleine ruisfactor te fabriceren.

Voor opstellingen die bedoeld zijn om de kosmische ruis te meten, is een zo klein mogelijke ruisfactor van zeer groot belang [1]). De onderzoeker vraagt hiervoor nog steeds om ruisarmere buizen of andere elementen. Men zou hierbij kunnen denken aan de toepassing van een gas of vaste stof met zeer lage temperatuur, daar men dan de kans heeft dat de ruis voor een deel bepaald wordt door thermische ruis, die hierbij zeer gering is. Verschillende mogelijkheden worden momenteel bestudeerd. Het laat zich b.v. zeer wel denken, dat er halfgeleiders te maken zijn die juist bij lage temperaturen eigenschappen hebben analoog met die welke de voor de huidige transistors gebruikte materialen, silicium en germanium, bij kamertemperatuur bezitten.

In de laatste jaren is er een buitengewoon interessante ontwikkeling aan de gang, voornamelijk nog in Amerika, vanwaaruit enkele jaren geleden de wereld verrast werd door de „microwave amplification by stimulated emission of radiation", of, volgens de beginletters, de „maser". De eerste publikatie over de maser kwam van Townes en zijn medewerkers in 1955 [27]); dezen werkten met een gas (*fig. 4*). Ongeveer een jaar later toonde Bloembergen aan dat dit principe ook toe te passen is op vaste stoffen [28]). Uit publikaties uit Rusland blijkt dat men ook daar met succes aan soortgelijke principes werkt.

Volgens betrouwbaar lijkende berekeningen en voorlopige metingen laat het principe van de maser verwachten, dat hiermee wel zeer kleine ruisfactoren te bereiken zijn. Bij de vastestoffenmaser zijn zeer lage temperaturen nodig. Aangezien de opstellingen vooralsnog zeer omvangrijk zijn, laat het zich niet

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

aanzien dat hier direct een algemene technische toepassing in het verschiet ligt. Voor speciale doeleinden, zoals metingen van kosmische ruis, lijkt de toepassing van een maser in een niet te verre toekomst mogelijk [29]).

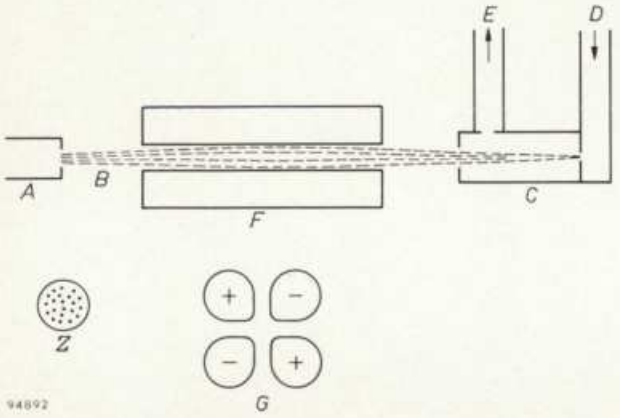

Fig. 4. Vereenvoudigd schema van een zg. maser-opstelling („*m*icrowave *a*mplification by *s*timulated *e*mission of *r*adiation"; zie b.v. F. W. Heineken, Ned. T. Natuurk. **23**, 164-166, 1957, no. 6). *A* gasbron, die via vele fijne kanaaltjes (eindaanzicht *Z*) een bundel NH_3-moleculen *B* levert. *F* selectief elektrostatisch focusseersysteem (dwarsdoorsnede *G*), dat b.v. de moleculen die zich in het *bovenste* energieniveau van een overgang bevinden, focusseert. *C* trilholte, waarin deze moleculen, door de overgang naar het onderste niveau, energie afstaan aan via golfgeleider *D* toegevoerde microgolven van de geschikte frequentie („gestimuleerde emissie"). *E* golfgeleider die de aldus versterkte microgolven naar de detector leidt. Het geheel bevindt zich in vacuüm. De verwachting is gerechtvaardigd dat met dit principe zeer kleine ruisfactoren zullen zijn te bereiken.

Het is verheugend dat een dermate belangrijke nieuwe ontwikkeling, die uit een zuiver fysisch onderzoek is ontstaan, direct algemene belangstelling heeft, daar er nu allerwegen in fysische zowel als technische laboratoria aan gewerkt wordt.

Ruisonderzoek ter bestudering van fysische processen

Tot dusver is voornamelijk gesproken over de ruis die als begrenzing van de gevoeligheid van ontvangers optreedt, en deze is bezien vanuit het standpunt van de apparatenfabrikant en de buizenontwerper. Terloops is even gewezen op resultaten van een ruisonderzoek die belangrijk zijn voor het fysisch inzicht in bepaalde processen. In de meeste gevallen was echter het ruisonderzoek doel. Men kan evenwel ook in veel gevallen het ruisonderzoek als middel gebruiken om fysische processen te bestuderen. We noemden reeds de radioastronomie, de bepaling van de lading van het elektron en de geleiding door de oxydekatode. Ook de onderzoekingen van Van Vliet [30]), waaruit hij onder meer belangrijke conclusies kon trekken omtrent de elektronische overgangen in eenkristallen van cadmiumsulfide, kan men hieronder rangschikken.

Een ander voorbeeld is het ruisonderzoek dat wordt toegepast door Dahlke [31]) voor de controle van de emissie-eigenschappen van katodes, een onderzoek dat voor het fabriekslaboratorium van belang is. Het blijkt nl. dat het effect van onvoldoende emissie van een oxydekatode zich veel duidelijker manifesteert door ruismetingen dan door de meting van b.v. de karakteristiek van de buis. Zo zouden er nog veel voorbeelden te noemen zijn.

Slot

Resumerend kunnen we zeggen, dat er drie groepen onderzoekers zijn te onderscheiden die, ieder naar zijn aard, aan de studie van de ruis deelnemen.

De eerste groep bevat de beoefenaars van wetenschappelijk speurwerk die dit vak kiezen, hetzij om de theorieën te vervolmaken, waarbij zij beroemde mannen als Einstein, Smoluchowski, Zernike, Ornstein, Uhlenbeck en vele anderen als hun voorgangers weten, hetzij om experimenteel de nieuwe theorieën te toetsen of de nog niet begrepen, ingewikkelde verschijnselen te ontwarren. Zolang men de processen die plaatsvinden, niet fysisch doorziet, kan men ook geen middelen aangeven om de invloeden van de ruis doeltreffend te bestrijden.

De tweede groep, die der buizenfabrikanten, zal trachten de door de eerste groep verworven inzichten toe te passen voor verbetering en vernieuwing van buisconstructies. Deze groep zal dan met de buizen de gegevens kunnen leveren die het ruisgedrag van de buizen karakteriseren.

De derde groep, die der apparatenbouwers, zal deze service van de buizenfabrikanten dankbaar aanvaarden. Eigenlijk was de apparatenbouwer dit reeds lang gewend, vooral waar het de andere buiseigenschappen zoals karakteristiek, capaciteiten enz. betrof. Ook hier heeft hij steeds de theorie van de buizen aan de buizenfabrikanten overgelaten. Hij zal echter met de verstrekte gegevens in staat zijn de schakeling te kiezen die aan alle te stellen eisen zo goed mogelijk tegemoet komt.

Voorlopig blijft de ruis in vele gevallen nog een verschijnsel waarop de apparatenbouwer vastloopt. In de omroep, bij radar, enz., kan dit natuurlijk gedeeltelijk worden ondervangen door het vergroten van het signaal, dus het bouwen van sterkere zenders, maar ook hiermee kan men slechts in beperkte mate doorgaan.

Men mag evenwel verwachten dat door nauwe samenwerking van deze drie, op verschillende wijze in de ruis geïnteresseerde, groepen van onderzoekers, de radioluisteraars en de televisiekijkers in de toekomst op een ontvangst mogen rekenen die het volmaakte steeds dichter zal benaderen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

LITERATUUR

[1]) Zie b.v. C. A. Muller, Een ontvanger voor de radiostraling van interstellaire waterstof, Philips techn. T. **17**, 249-259 en 341-353, 1955.
[2]) H. C. van de Hulst, Ned. T. Natuurk. **11**, 210, 1945.
[3]) A. Einstein, Ann. Physik (4) **19**, 371, 1906.
M. von Smoluchowski, Ann. Physik (4) **21**, 756, 1906.
[4]) M. von Smoluchowski, Phys. Z. **13**, 1069, 1912.
[5]) W. J. H. Moll en H. C. Burger, Phil. Mag. (6) **50**, 626, 1925.
[6]) G. Ising, Phil. Mag. (7) **1**, 827, 1926.
[7]) G. L. de Haas-Lorentz, dissertatie Leiden, 1912; Duitse uitgave: Die Brownsche Bewegung und einige verwandte Erscheinungen, Vieweg & Sohn, Braunschweig 1913.
[8]) H. Nyquist, Phys. Rev. (2) **32**, 110, 1928.
J. B. Johnson, Phys. Rev. (2) **32**, 97, 1928.
[9]) C. J. Bakker en G. Heller, Physica **6**, 262, 1939.
[10]) W. Schottky, Ann. Physik (4) **57**, 541, 1918.
[11]) C. A. Hartmann, Ann. Physik (4) **65**, 51, 1921.
[12]) J. B. Johnson, Ann. Physik (4) **67**, 154, 1922.
[13]) W. Schottky, Wiss. Veröffentl. Siemens-Werken **16**, no. 2, 1, 1937.
E. Spenke, idem **16**, no. 2, 19, 1937.
A. J. Rack, Bell Syst. techn. J. **17**, 592, 1938.
D. O. North, R.C.A. Rev. **4**, 441, 1940 en **5**, 106, 1941.
[14]) Zie b.v. Philips techn. T. **2**, 332, 1937 en [32]), blz. 105 e.v.
[15]) Zie b.v. M. Ziegler, Physica **3**, 1 en 307, 1936, en [32]), blz. 112 e.v.
[16]) W. Schottky, Phys. Rev. (2) **28**, 74, 1926.
[17]) B. V. Rollin en I. M. Templeton, Proc. Phys. Soc. **B 66**, 259, 1953 en **B 67**, 271, 1954.
[18]) Mededeling van A. van der Ziel (niet gepubliceerd).
[19]) R. Loosjes en H. J. Vink, Philips Res. Rep. **4**, 449, 1949.
[20]) P. K. Tien, Proc. Inst. Radio Engrs. **44**, 938, 1956; P. K. Tien en J. Moshman, J. appl. Phys. **27**, 1067, 1956.
[21]) C. C. Cutler en C. F. Quate, Phys. Rev. **80**, 875, 1950.
[22]) F. B. Llewellyn en L. C. Peterson, Proc. Inst. Radio Engrs. **32**, 144, 1944.
[23]) Zie b.v. G. Diemer en K. S. Knol, Geruis van elektronenbuizen bij zeer hoge frequenties, I. De diode, II. De triode, Philips techn. T. **14**, 93-105 (speciaal 101-102) en 175-184, 1952, en [32]), blz. 130 e.v. en 139 e.v.
[24]) M. J. O. Strutt en A. van der Ziel, Physica **8**, 1, 1941; **9**, 1003, 1942; **10**, 823, 1943.
[25]) H. T. Friis, Proc. Inst. Radio Engrs. **32**, 419, 1944.
[26]) A. G. Th. Becking, H. Groendijk en K. S. Knol, Philips Res. Rep. **10**, 349, 1955.
[27]) J. P. Gordon, H. J. Zeiger en C. H. Townes, Phys. Rev. **99**, 1264, 1955.
[28]) N. Bloembergen, Phys. Rev. **104**, 324, 1956.
[29]) Een maser voor 21 cm werkt reeds in het laboratorium der Harvard Universiteit (sinds 7 december 1957).
[30]) K. M. van Vliet, Current fluctuations in semiconductors and photoconductors, dissertatie Vrije Universiteit Amsterdam, 1956.
[31]) W. Dahlke, Nachr.techn. Fachber. no. 2, blz. 56, 1955.
[32]) A. van der Ziel, Noise, Prentice-Hall, New-York 1954.

Samenvatting. Hoofdzakelijke inhoud van de rede, uitgesproken door de auteur bij het aanvaarden van het ambt van gewoon hoogleraar aan de Technische Hogeschool te Eindhoven. De rede geeft een overzicht van de met de naam „ruis" aangeduide verschijnselen die aanleiding geven tot storingen bij b.v. radio- en televisieontvangst. Zeer in het kort worden besproken de buiten het ontvangtoestel gelegen oorzaken van ruis (elektrische apparaten, onweer, kosmische ruis), uitvoeriger de verschillende vormen van ruis die binnen het ontvangtoestel ontstaan. Van de laatste komen aan de orde thermische ruis, hageleffect, verdelingsruis en secundaire-emissieruis, vervolgens de ruis bij zeer lage frequenties en de ruisverschijnselen bij zeer hoge frequenties (quantumruis en looptijdeffecten). Daarna komt ter sprake de invloed van de ruis op de nuttige gevoeligheid van ontvangers. Ten slotte wordt nog even gewezen op de toepassing van ruisonderzoek in fysica en industrie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

DE LAGENTRANSISTOR ALS NETWERKELEMENT BIJ LAGE FREQUENTIES

III. STABILISERING VAN DE GELIJKSTROOMINSTELLING, IN HET BIJZONDER IN VERBAND MET TEMPERATUUREFFECTEN

door J. P. BEIJERSBERGEN, M. BEUN en J. te WINKEL. 621.375.4

In dit derde en laatste artikel over de transistor als netwerkelement bij lage frequenties is speciaal gedacht aan lezers die vertrouwd zijn met buizen en die zich ervoor interesseren te weten in hoeverre het probleem van de stabilisatie van de gelijkstroominstelling bij transistors afwijkt van dat bij buizen. Daarom is in het begin uiteengezet hoe de tussen transistors en buizen bestaande verschillen aanleiding geven tot afwijkende schakelingen. Hierbij is voortdurend gebruik gemaakt van grafische methodes, evenals trouwens in de rest van het artikel. Van formules die op het gedrag van de transistor betrekking hebben, wordt — uitgezonderd in het aanhangsel — geen gebruik gemaakt.

Bij transistors moet men, meer nog dan bij buizen, aandacht schenken aan het netwerk dat, samen met de eigenschappen van de transistor, de gelijkstroominstelling bepaalt. Veranderen de eigenschappen van de transistor (of de buis), d.w.z. verschuiven de karakteristieken, dan verandert ook de gelijkstroominstelling. Een gevolg kan b.v. zijn dat de transistor (of de buis) niet langer een uitgangssignaal kan leveren van de verlangde amplitude, het zg. „vastlopen" van het signaal. *Fig. 1* geeft een voorbeeld dat zich bij transistors kan voordoen. Aan het gelijkstroomnetwerk zijn hier zodanige eigenschappen toegekend dat 1) de basisstroom I_B op een constante waarde van -50 μA wordt gehouden, onafhankelijk van de eigenschappen van de transistor (basisstroomvoeding), en 2) het instelpunt Q op de rechte AB ligt. Al naar de bij $I_B = -50$ μA behorende I_E-V_C-karakteristiek door de getrokken of door de gestippelde kromme wordt voorgesteld, ligt het gelijkstroominstelpunt in Q of in Q'. De maximale amplitude van de uitgangswisselspanning is in het laatste geval aanzienlijk kleiner dan in het eerste.

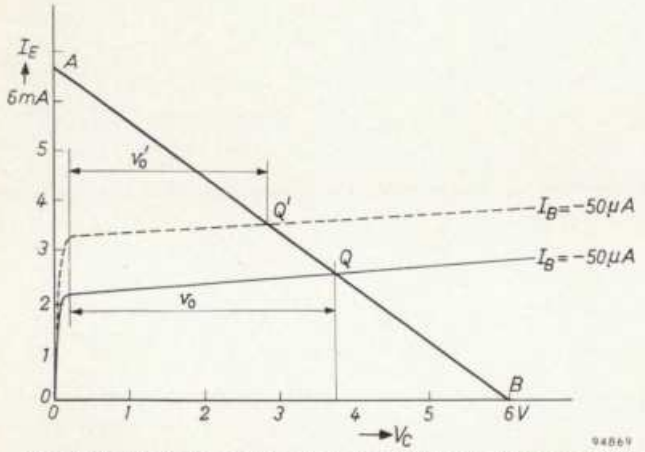

Fig. 1. Verschuiving van het instelpunt Q in de uitgangsgrafiek van een transistor als gevolg van een verandering in de eigenschappen van de transistor. Aangenomen is dat de karakteristiek voor een constante basisstroom $I_B = -50$ μA verschuift van de getrokken naar de gestippelde positie, b.v. door verhoging van de temperatuur of doordat de transistor door een ander exemplaar wordt vervangen. Heeft het netwerk dat de instelling verzorgt, de eigenschappen dat het de basisstroom op de waarde -50 μA houdt en dat het bovendien het instelpunt dwingt op de rechte AB te blijven, dan verschuift het instelpunt van Q naar Q'. De maximale amplitude van de uitgangswisselspanning neemt dan af van v_0 tot v_0'. *Erratum:* De lijn AB had zo getekend moeten worden dat Q midden tussen A en B komt te liggen.

Als oorzaak van de verschuiving van transistorkarakteristieken noemen we in de eerste plaats veranderingen van temperatuur. Een verschuiving als is aangenomen in fig. 1, waarbij de emissorstroom I_E oploopt van 2,5 mA tot 3,5 mA, kan bij een OC 71 reeds optreden als de temperatuur van 25 °C stijgt tot 40 °C. In de tweede plaats vertonen onderscheiden exemplaren van hetzelfde type transistor grote verschillen in hun karakteristieken. Zo kan, bij een constante temperatuur van 25 °C, de emissorstroom bij $I_B = -50$ μA voor een OC 71 bij het ene exemplaar 1,75 mA en bij een ander 3,75 mA bedragen.

Meestal zullen zulke grote veranderingen van de emissorstroom ontoelaatbaar zijn. De bespreking van de maatregelen die men ertegen kan nemen, en een analyse van de invloed die de omgevingstemperatuur uitoefent, vormen in hoofdzaak de inhoud van dit artikel. De fysische achtergrond van de grote invloed die de temperatuur heeft op transistors, behoeft men voor het beoogde doel niet te kennen; wij zullen er dan ook geen gebruik van maken. Wel zij erop gewezen dat men geen transistors kan maken die geheel ongevoelig zijn voor temperatuurvariaties. De diepere oorzaak van de temperatuurinvloed is dat in halfgeleiders de evenwichtscon-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

centraties der minderheidsladingsdragers sterk toenemen met de temperatuur. Voor de belangstellende lezer wordt dit in een aanhangsel nader toegelicht. Ten gerieve van de lezers die vertrouwd zijn met buizen, zullen we, vooral in het begin, telkens wijzen op punten van overeenkomst of verschil met buizen.

Stabilisatie bij buizen en bij transistors

Bij buizen is de situatie aanzienlijk minder gecompliceerd dan bij transistors. Dit heeft in hoofdzaak twee oorzaken. De eerste is dat bij buizen de omgevingstemperatuur vrijwel geen invloed heeft op de karakteristieken, terwijl bij transistors deze invloed aanzienlijk is. De tweede oorzaak is dat de eigenschappen van buizen bij lage frequenties, en mits er geen roosterstroom vloeit, door een schaar van karakteristieken in één grafiek kunnen worden vastgelegd, terwijl voor transistors twee van zulke grafieken nodig zijn [1]). Men moet dus ook rekening houden met verschuivingen in beide grafieken.

Voor een buis in een schakeling volgens *fig. 2a* ligt, in de I_a-V_g-grafiek (*fig. 3a*), het instelpunt P op een verticale rechte $V_g = E_g =$ constant. In deze grafiek is ook de zg. dynamische I_a-V_g-karakteristiek getekend, waarin dus het feit dat V_a afneemt als I_a toeneemt (invloed van R_a), is verwerkt. Zo'n dynamische karakteristiek kan men op bekende wijze afleiden uit de statische I_a-V_g-karakteristieken met V_a als parameter. Verschuift deze karakteristiek door een of andere oorzaak van

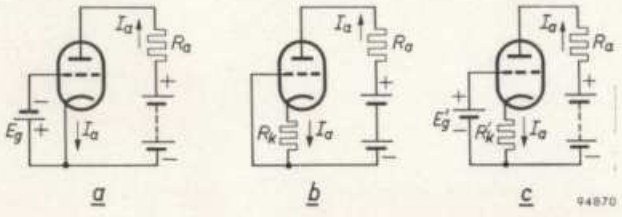

Fig. 2. *a*) Schakeling van een buis met vaste roostergelijkspanning E_g.
b) De roostergelijkspanning wordt verkregen door de spanningsval over de katodeweerstand R_k. Deze schakeling levert ten opzichte van (*a*) een zekere stabilisatie van de anodestroom (zie fig. 3*a*).
c) De stabilisatie van de anodespanning kan worden verbeterd door een batterij E_g' met de getekende polariteit in de roosterketen op te nemen; dan kan men een grotere katodeweerstand R_k' nemen. Men kan deze batterij ook in de katodeketen plaatsen.

positie *1* naar positie *2* — b.v. door vervanging van de buis, of door een verandering van de voedingsspanning —, dan verandert de anodestroom met ΔI_a. De veel toegepaste schakeling volgens fig. 2*b* is gunstiger, want nu ligt (zie fig. 3*a*) het instelpunt op een rechte door de oorsprong (de tangens van de hoek met de ordinaat is evenredig

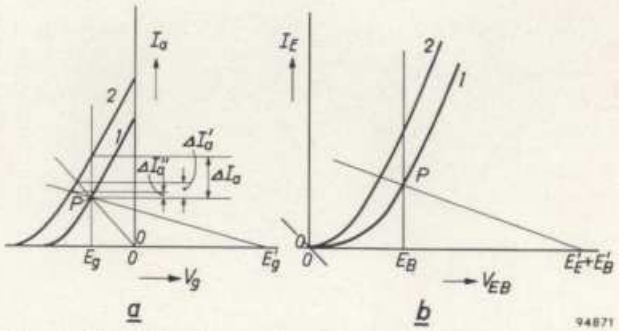

Fig. 3. *a*) Stabilisatie van de anodestroom bij een buis. Als de kromme *1* de geldende I_a-V_g-karakteristiek voorstelt, ligt — bij een vaste roostergelijkspanning E_g (fig. 2*a*) — het instelpunt in P. Schuift de karakteristiek naar *2*, dan verandert I_a met ΔI_a. Bij de schakeling volgens fig. 2*b* resp. fig. 2*c* ligt het instelpunt op een rechte door de oorsprong, resp. op een rechte door het punt E_g'. Bij een verschuiving van de karakteristiek van *1* naar *2* neemt de roosterstroom resp. nog slechts toe met $\Delta I_a'$ en $\Delta I_a''$.
b) De overeenkomstige grafiek voor een transistor. Doordat de karakteristieken aan de andere zijde van de coördinatenas liggen, zou bij een schakeling met alleen een weerstand in de emissortak (fig. 4*b*) het instelpunt in O vallen. Een dergelijke schakeling is dus niet bruikbaar.

met R_k), en de verandering in de anodestroom is gereduceerd tot $\Delta I_a'$. In de schakeling volgens fig. 2*b* is dus, ten opzichte van die volgens fig. 2*a*, de anodestroom in zekere mate gestabiliseerd tegen verschuivingen van de I_a-V_g-karakteristiek. Deze stabilisatie kan worden verbeterd door een afzonderlijke spanningsbron E_g' in de roosterketen op te nemen (fig. 2*c* en 3*a*) met de positieve pool aan het rooster, en R_k' overeenkomstig groter te kiezen. Bij buizen wordt dit slechts in bijzondere gevallen gedaan.

Wil men een transistor zinvol met een buis vergelijken, dan moet men de emissor met de katode, de basis met het rooster en de collector met de anode laten corresponderen. Deze correspondentie hangt samen met de omstandigheid dat bij een transistor geldt [2]): $V_{BC} \approx V_{EC}$ en, afgezien van het teken, $I_E \approx I_C$. We maken in het volgende dan ook geen onderscheid tussen V_{BC} en V_{EC}, maar spreken over V_C en noemen deze de collectorspanning. Ook

[1]) Dit is uitvoerig besproken in het eerste van deze serie artikelen: J. P. Beijersbergen, M. Beun en J. te Winkel. De lagentransistor als netwerkelement bij lage frequenties, I. Karakteristieken en *h*-parameters, Philips techn. T. **18**, 329-341, 1956 speciaal blz. 329-331. Dit artikel wordt verder geciteerd als I. Eigenlijk moet men de daar besproken grafieken (blz. 332) uitbreiden met een derde as, waarlangs de temperatuur wordt uitgezet. De karakteristieke lijnen voor constante waarden van de parameter worden dan karakteristieke vlakken.

[2]) Zie voor een nadere toelichting: I, blz. 330. We herinneren nog aan de tekenafspraken: stromen worden positief gerekend als ze naar de transistor toe zijn gericht; bij spanningen betekent een positieve waarde dat de elektrode waarop de eerste index betrekking heeft, een hogere potentiaal heeft dan de elektrode waarop de tweede index betrekking heeft.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zullen we verder alleen spreken over I_E, die we de transistorstroom noemen, zonder nadere aanduiding; met I_E kan zowel de emissor- als de collectorstroom worden bedoeld [3]).

De transistorkarakteristiek die overeenkomt met fig. 3*a*, is dus de (dynamische) I_E-V_{EB}-karakteristiek (fig. 3*b*; deze kan worden afgeleid uit de statische I_E-V_{EB}-karakteristieken met V_C als parameter). Het valt onmiddellijk op dat, vergeleken met fig. 3*a*, de karakteristiek aan de andere kant van de ordinatenas ligt. Dit is een nog niet genoemd verschil met een buis [4]). *Fig. 4a, b* en *c* stellen de transistorschakelingen voor die analoog zijn met fig. 2*a*, *b* en *c*. Een schakeling volgens fig. 4*b*, met alleen een weerstand R_E in de emissortak, waarbij het instelpunt op een rechte door de oorsprong ligt, kan, zoals uit fig. 3*b* blijkt, bij een transistor niet worden toegepast: I_E zou de waarde nul aannemen. Neemt men echter tussen basis en emissor nog een spanningsbron op, dan kan men R_E wel aanbrengen (fig. 4*c*). Deze spanningsbron kan men zowel in de basis- als in de emissortak plaatsen. Om geen voorkeur te laten blijken is, in fig. 4*c* in beide takken een spanningsbron getekend. Uit fig. 3*b* blijkt dat met de schakeling van fig. 4*c* ten opzichte van die volgens fig. 4*a* een zekere stabilisatie van I_E tegen verschuivingen van de I_E-V_{EB}-karakteristiek is bereikt.

In *fig. 5* is de I_E-V_{EB}-karakteristiek getekend met de transistortemperatuur t_j (index j van „junction") als parameter. Een algemene regel is dat de karakteristiek ruim 2 mV naar links schuift voor iedere 10 °C verhoging van temperatuur [5]).

Uit deze figuur blijkt dat een schakeling met spanningsvoeding tussen basis en emissor (fig. 4*a*) uit den boze is: reeds bij een kleine temperatuurverhoging neemt dan de transistorstroom aanzienlijk toe.

Men kan I_E op een tweede manier stabiliseren tegen verschuivingen van de I_E-V_{EB}-karakteristiek, nl. door de weerstand R_E in de emissortak in fig. 4*c* te vervangen door een weerstand R_B in de basistak. Dan ontstaat *fig. 6*. Het analoge geval bij buizen doet zich niet voor want de roosterstroom is nul.

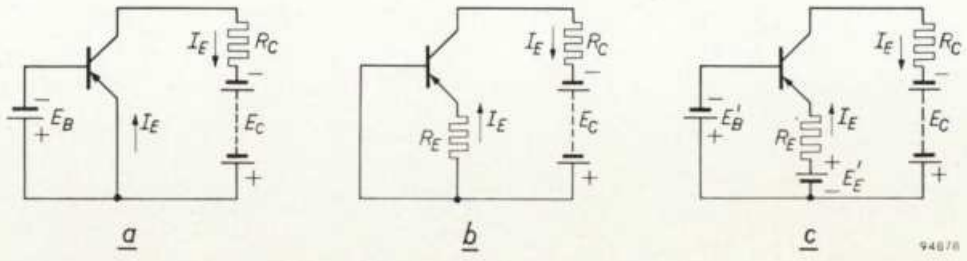

Fig. 4. *a*, *b* en *c*) De met de buisschakelingen fig. 2*a*, *b* en *c* analoge schakelingen voor transistors. De schakeling volgens (*b*), met alleen een weerstand R_E in de emissortak, zou een instelstroom nul opleveren (zie fig. 3*b*) en kan dus niet worden toegepast.

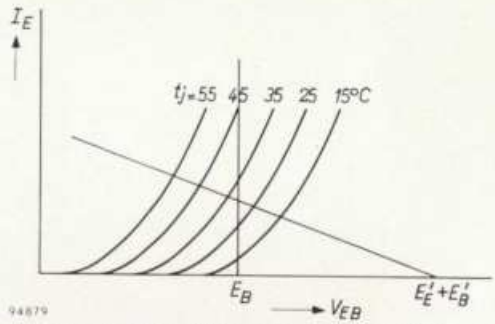

Fig. 5. I_E-V_{EB}-karakteristiek van een transistor met de temperatuur t_j van het transistorkristal als parameter. De karakteristiek schuift ca. 2,3 mV naar links per °C verhoging van t_j. Een constant gehouden basisspanning E_B (fig. 4*a*) leidt klaarblijkelijk tot een snelle toeneming van I_E met t_j; dit is voor transistors dan ook een ongeschikte manier om de gelijkstroom in te stellen.

Om de werking van de schakeling te kunnen nagaan, moeten we het verband tussen I_E en I_B in de beschouwingen betrekken. Hier gaat dus de tweede grafiek, nl. die waarin I_E tegen I_B is

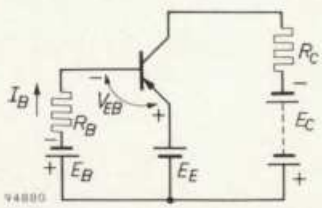

Fig. 6. Een tweede methode om — vergeleken met fig. 4*a* — de transistorstroom I_E minder gevoelig te maken voor verschuivingen van de I_E-V_{EB}-karakteristiek, is een weerstand R_B op te nemen in de basistak in plaats van een weerstand R_E in de emissortak.

[3]) We hebben steeds een *P-N-P*-transistor in gedachten. Hierbij is de emissorstroom positief en de collectorstroom dus negatief. Door als symbool I_E te kiezen, voorkomt men dus onnodige mintekens. Om dezelfde reden wordt de collectorspanning V_C geïdentificeerd met V_{EC} en V_{BC} (en niet met V_{CE} en V_{CB}).

[4]) Men kan het verschil ook als volgt formuleren: bij een transistor ligt de potentiaal van de basis tussen die van de collector en de emissor in; bij een buis is de potentiaal van het rooster niet alleen lager dan die van de anode, maar ook iets lager dan die van de katode.

[5]) Zie het Aanhangsel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

uitgezet, een rol spelen (*fig.* 7). Door in fig. 6 de tweede wet van Kirchhoff toe te passen op de maas gevormd door de emissor- en de basistak, vindt men:

$$V_{EB} = E_B + E_E + I_B R_B. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Voor een willekeurige waarde van I_E leest men uit de dynamische I_E-I_B-karakteristiek de bijbehorende waarde van I_B af. Deze karakteristiek kan men weer afleiden uit de statische karakteristieken met V_C als parameter. Men kan dan $I_B R_B$ berekenen, om vervolgens V_{EB} te bepalen uit (1).

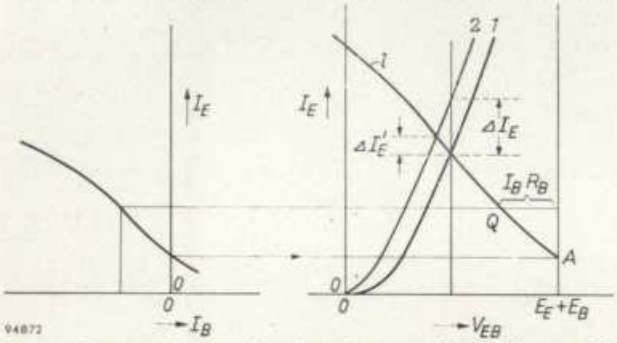

Fig. 7. Constructie van het instelpunt in de I_E-V_{EB}-grafiek voor de schakeling met een weerstand R_B in de basistak (fig. 6). De lijn l wordt punt voor punt geconstrueerd, waarbij gebruik wordt gemaakt van de I_E-I_B-grafiek; het snijpunt met de geldende I_E-V_{EB}-karakteristiek levert het instelpunt. Verschuift de I_E-V_{EB}-karakteristiek van positie *1* naar positie *2*, dan neemt, bij constant gehouden V_{EB} (fig. 4*a*), de stroom toe met ΔI_E; de weerstand R_B reduceert deze toeneming tot $\Delta I_E'$.

Dit levert een punt Q in de I_E-V_{EB}-grafiek (fig. 7; bij het punt Q behoort een negatieve I_B). Zo kan men in deze grafiek punt voor punt een lijn l construeren waarop het instelpunt moet liggen. De lijn l gaat natuurlijk door het punt A, dat correspondeert met $I_B = 0$. Een grote waarde van R_B en een daarbij aangepaste grote waarde van $E_E + E_B$ leveren blijkbaar een goede stabilisatie van I_E tegen verschuivingen van de I_E-V_{EB}-karakteristiek.

Ter vereenvoudiging benaderen we de I_E-I_B-karakteristiek met een rechte lijn. Deze lijn wordt voorgesteld door de vergelijking:

$$I_E = -I_{CE0} - \alpha_{FE} I_B. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Hierin is $-I_{CE0}$ het stuk dat van de I_E-as wordt afgesneden (*fig.* 8) en α_{FE} is de als een constante beschouwde stroomversterkingsfactor in de schakeling met gemeenschappelijke emissor [6]). De lijn l wordt nu een rechte door A.

[6]) In dit artikel worden de symbolen gebruikt die zijn voorgesteld door het „Institute of Radio Engineers", zie: Proc. Inst. Rad. Engrs. **44**, 934-937, 1956.
Voor I_{CE0} wordt vaak het symbool I_{c0}' gebruikt, voor α_{FE} het symbool α'. Daar we met dynamische karakteristieken te maken hebben, is het niet helemaal juist, in (2) van de statische stroomversterkingsfactor α_{FE} gebruik te maken. We verwaarlozen hier eigenlijk het verschil tussen statische en dynamische karakteristieken.

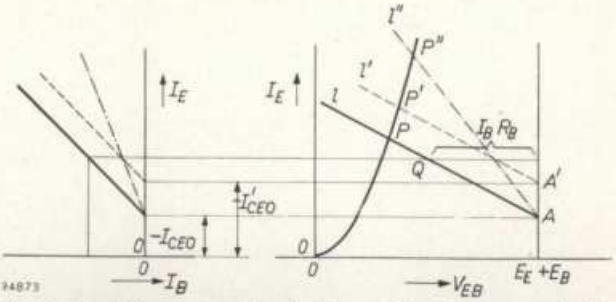

Fig. 8. Dezelfde constructie als die van fig. 7, maar nu is de I_E-I_B-karakteristiek benaderd met een rechte lijn. Dan wordt ook l een rechte. Hiervan is A een punt; men behoeft dus slechts één punt Q te berekenen om l te kunnen trekken. I_E neemt toe als $-I_{CE0}$ (de transistorstroom bij $I_B = 0$) toeneemt, b.v. tot $-I_{CE0}'$: l schuift dan naar l' en P naar P'. Ook als de helling van de I_E-I_B-karakteristiek — de stroomversterkingsfactor dus — verandert (punt-streeplijn), verschuift het instelpunt (l gaat over in l'' en P in P'') en verandert dus I_E.

De gevoeligheid van I_E voor verschuivingen van de I_E-V_{EB}-karakteristiek neemt af naarmate men R_B groter kiest, maar dit gaat ten koste van een toenemende gevoeligheid voor verschuivingen van de I_E-I_B-karakteristiek. Dit kan men in fig. 8 gemakkelijk nagaan. I_E is geheel ongevoelig voor verschuivingen van de I_E-V_{EB}-karakteristiek, als men basisstroomvoeding toepast. Basisstroomvoeding betekent dat I_B onafhankelijk is van de transistor. De bij deze I_B behorende waarde van I_E wordt door de geldende I_E-I_B-karakteristiek vastgelegd; de I_E-V_{EB}-karakteristiek speelt dan geen rol meer. De gevoeligheid voor verschuivingen van de I_E-I_B-karakteristiek is dan echter maximaal. Deze verschuivingen kunnen aanzienlijk zijn. Voor een transistor OC 71 is een I_{CE0} van -150 μA bij 25 °C normaal, maar soms kan deze stroom wel -325 μA bedragen. De stroomversterkingsfactor α_{FE} van de OC 71 kan variëren tussen 35 en 75. Ook hangt I_{CE0} sterk af van de temperatuur; bij germaniumtransistors is een vrij algemene regel dat I_{CE0} verdubbelt per 7 °C verhoging van temperatuur (zie het aanhangsel).

Vrijwel zuivere basisstroomvoeding treedt op bij een schakeling volgens *fig. 9a*. Hierin zijn E_B en E_C nul. E_E moet nu de collectorspanning leveren en is dus groot vergeleken met V_{EB}. Dan geldt nagenoeg $E_E = I_B R_B$. Door in deze formule de gekozen waarde van I_B in te vullen, kan men R_B berekenen. I_B houdt dan de gekozen waarde, onafhankelijk van temperatuur of transistorexemplaar. Men tekent het schema meestal als in fig. 9*b*. Deze schakeling hadden wij in gedachten toen wij het met fig. 1 geïllustreerde voorbeeld noemden. Geheel zuivere basisstroomvoeding treedt natuurlijk pas op als men E_E en R_B beide oneindig groot laat worden, waarbij hun quotiënt constant wordt gehouden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Samenvattend kan men zeggen: bij spanningsvoeding tussen emissor en basis ($R_B = 0$) is I_E ongevoelig voor verschuivingen van de I_E-I_B-karakteristiek, maar maximaal gevoelig voor verschuivingen van de I_E-V_{EB}-karakteristiek; bij

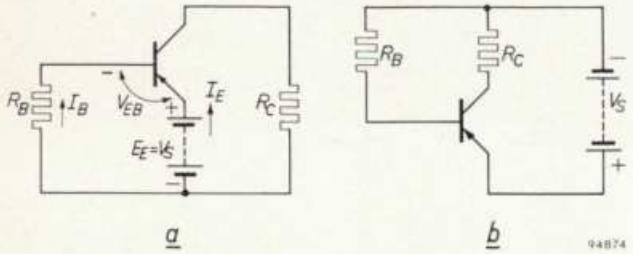

Fig. 9. *a*) Schakeling van een transistor met vrijwel zuivere basisstroomvoeding. De transistorstroom I_E is hier ongevoelig voor verschuivingen van de I_E-V_{EB}-karakteristiek, maar daarentegen zeer gevoelig voor verschuivingen van de I_E-I_B-karakteristiek. Juist het omgekeerde is het geval bij de schakeling volgens fig. 4*a* (spanningsvoeding tussen emissor en basis). *b*) Dezelfde schakeling als (*a*), maar getekend in een meer gebruikelijke vorm.

basisstroomvoeding ($R_B = \infty$) is het juist omgekeerd. Men kan de vraag stellen welke van deze twee extreme voedingswijzen het gunstigst is. Uit de theorie van de transistor (zie aanhangsel) volgt, dat, als men uitgaat van een instelling waarbij $I_B = 0$, de stroom als functie van de temperatuur ongeveer even snel toeneemt bij beide wijzen van voeding. Naarmate echter in het punt van uitgang I_B sterker negatief is — en I_E dus groter —, wordt basisstroomvoeding gunstiger dan spanningsvoeding. In *fig. 10* ziet men dat dit ook in de praktijk globaal opgaat. Dit verklaart waarom men in verhandelingen over het stabiliseren van de transistorstroom gewoonlijk uitgaat van basisstroomvoeding en dit als het ware als standaardgeval kiest.

Ook in het algemene geval, waarin R_E en R_B beide aanwezig zijn (*fig. 11a*), kan men met behulp van de twee karakteristieken de transistorstroom die zich instelt, bepalen. Door weer de tweede wet van Kirchhoff toe te passen op de maas gevormd door emissor- en basistak, volgt uit fig. 11*a*:

$$V_{EB} = E_E + E_B - I_E R_E + I_B R_B . \quad . \quad (3)$$

Om de lijn l in de I_E-V_{EB}-grafiek te vinden, moeten we nu, voor een aangenomen I_E, het bedrag $I_B R_B$ niet uitzetten vanaf de verticaal $V_{EB} = E_E + E_B$, maar vanaf de rechte $V_{EB} = E_E + E_B - I_E R_E$ (fig. 11*b*). Deze rechte gaat door het punt $E_E + E_B$ op de V_{EB}-as en maakt met de verticaal een hoek waarvan de tangens evenredig is met R_E. (We zullen deze rechte verder met het symbool

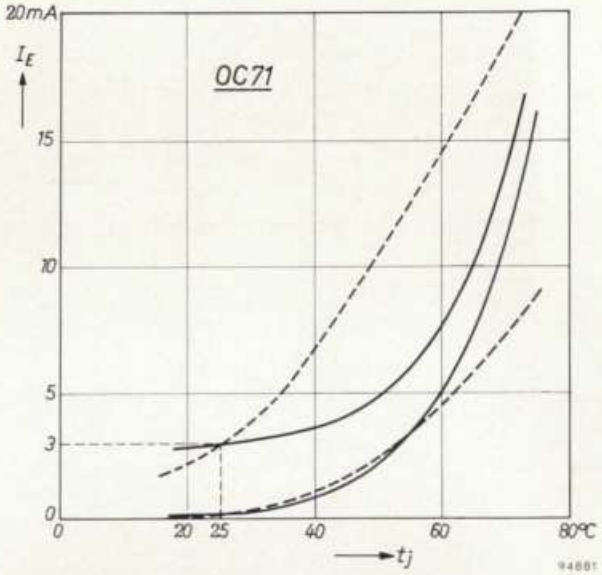

Fig. 10. Vergelijking van I_E als functie van de temperatuur t_j van het transistorkristal bij basisstroomvoeding (getrokken krommen) en bij spanningsvoeding tussen emissor en basis (gestreepte krommen), voor een transistor OC 71, bij een instelling bij 25 °C op een kleine stroom (0,2 mA) en op een grotere stroom (3 mA). Bij eerstgenoemde instelling neemt de stroom als functie van t_j aanvankelijk voor beide soorten voeding ongeveer op dezelfde manier toe, bij laatstgenoemde instelling is basisstroomvoeding veel gunstiger dan spanningsvoeding.

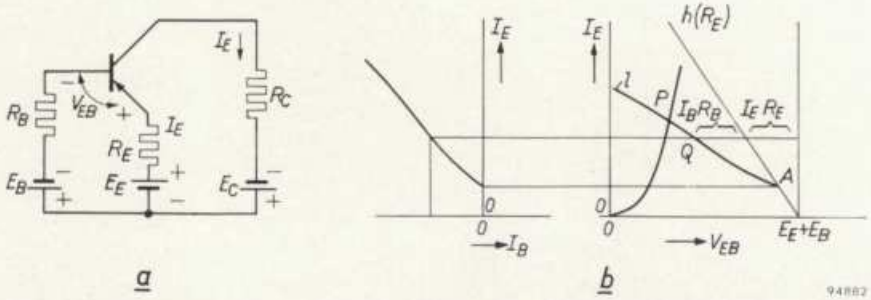

Fig. 11. *a*) Schakeling van een transistor met weerstanden en batterijen in basis-, emissor- en collectortak.
b) Constructie van het instelpunt P voor de schakeling (*a*). Het enige verschil met de constructie in fig. 7 is dat, om l te vinden, het stuk $I_B R_B$ wordt uitgezet vanaf de lijn $h(R_E)$, met de vergelijking $V_{EB} = E_E + E_B - I_E R_E$, en niet vanaf de verticaal $V_{EB} = E_E + E_B$. Als de I_E-I_B-karakteristiek recht is, wordt ook nu l een rechte.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$h(R_E)$ aanduiden.) Als de I_E-I_B-karakteristiek wordt benaderd door een rechte, wordt ook nu l weer een rechte [7]).

Definitie van de gelijkstroominstelling

Van de drie stromen (I_E, I_C, en I_B) en de drie spanningen (V_{EB}, V_{BC} en V_{CE}) die men bij een transistor kan onderscheiden, kan men er bij gegeven temperatuur in totaal slechts twee kiezen. De andere vier liggen dan eveneens vast. Dit is toegelicht in I, blz. 329. Veranderen de eigenschappen van de transistor doordat men een ander exemplaar neemt, of doordat de temperatuur verandert, dan zal men derhalve in het algemeen ook slechts twee der genoemde variabelen constant kunnen houden; van de resterende vier zullen de waarden gewoonlijk veranderen. Wil men dus kunnen spreken van twee transistors met dezelfde gelijkstroominstelling of over het constant houden van de gelijkstroominstelling bij temperatuurvariaties, dan moet men eerst hebben vastgesteld welke twee variabelen men als karakteristiek voor de instelling beschouwt. Doordat wij hier geen onderscheid maken tussen I_E en $-I_C$ en tussen V_{EC} en V_{BC}, hebben we het aantal variabelen reeds gereduceerd tot vier, nl. I_E, V_C, I_B en V_{EB}. Van deze kiezen we I_E en V_C als karakteristiek voor de gelijkstroominstelling. Dit is inderdaad zinvol. Immers, in de eerste plaats zijn I_E en V_C de coördinaten in de uitgangsgrafiek bij alle drie de fundamentele wisselstroomschakelingen, nl. die met gemeenschappelijke emissor, basis of collector (zie I, blz. 332); de ligging van het instelpunt in deze grafiek bepaalt tot hoever men de transistor kan uitsturen (zie b.v. fig. 1). In de tweede plaats stelt het produkt $I_E \times V_C$ vrijwel het gehele in de transistor gedissipeerde vermogen voor. Gestabiliseerde waarden van I_E en V_C garanderen dus dat dit vermogen binnen nauwe grenzen blijft; er bestaat dan geen gevaar dat het temperatuurverschil met de omgeving tot ongedacht hoge waarden oploopt. In de volgende paragraaf wordt dit nader besproken. In de derde plaats zijn de wisselstroomeigenschappen van een gegeven transistor slechts in geringe mate afhankelijk van de temperatuur als men I_E en V_C constant houdt [8]).

Thermisch evenwicht

Zoals reeds gezegd, bedraagt het in de transistor gedissipeerde vermogen P_C vrijwel $P_C = I_E \times V_C$. In een evenwichtstoestand zal de temperatuur t_j van het transistorkristal steeds zover boven de omgevingstemperatuur t_{amb} (index amb van „ambient") liggen dat P_C gelijk is aan het vermogen P_{amb} dat in de vorm van warmte naar de omgeving wordt afgevoerd. Deze per sec afgevoerde warmte kan men met goede benadering voorstellen door:

$$P_{amb} = (t_j - t_{amb})/K. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Hierin is K een constante, de zg. warmteweerstand, die in hoofdzaak afhangt van de constructie van de transistor en van zijn bevestiging op het chassis (warmtecontact van kristal met omgeving) en waarover gewoonlijk voor ieder type transistor door de fabrikant gegevens worden verstrekt [9]). Uitgezet als functie van t_j, bij gegeven waarden van t_{amb} en K, wordt P_{amb} dus een rechte lijn; zie *fig. 12*.

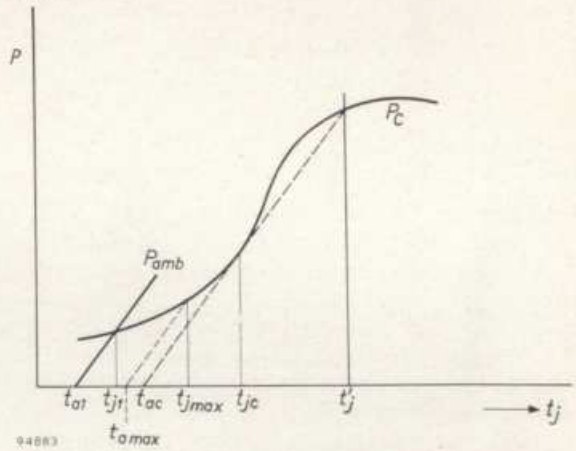

Fig. 12. Het in een transistor gedissipeerde vermogen P_C is een functie van de temperatuur t_j van het transistorkristal. Deze functie hangt af van de schakeling waarin de transistor is opgenomen. Het aan de omgeving afgegeven vermogen P_{amb} is evenredig met het verschil tussen t_j en de omgevingstemperatuur t_{amb}. Is $t_{amb} = t_{a1}$, dan heeft bij thermisch evenwicht de transistor de temperatuur t_{j1}. Als t_{amb} toeneemt, verschuift de rechte voor P_{amb} naar rechts. Bij het hier aangenomen verloop van P_C zal t_j oplopen tot t_j' als $t_{amb} = t_{ac}$ („weglopen" van de transistor).

Doordat de transistoreigenschappen van t_j afhangen, zal, bij een gegeven voedingsschakeling, P_C een functie zijn van t_j. Deze functie, die dus zowel van de transistor als van de schakeling afhangt, kan b.v. een verloop vertonen als in fig. 12 is aangenomen. Het is duidelijk dat de transistor slechts in temperatuurevenwicht zal zijn als hij de temperatuur t_{j1} heeft aangenomen waarbij geldt: $P_C = P_{amb}$. Dit evenwicht is stabiel, want als $t_j > t_{j1}$, is

---

[7]) Op de hier besproken grafische methode om I_E te bepalen als functie van t_j werden wij attent gemaakt door D. A. Munnik en P. Varekamp van het laboratorium van Philips' Halfgeleiderfabriek te Nijmegen.

[8]) Zie b.v. J. P. Beijersbergen, M. Beun en J. te Winkel, De lagentransistor als netwerkelement bij lage frequenties, II. Vervangschema's en afhankelijkheid der h-parameters van het instelpunt, Philips techn. T. **19**, 26-33, 1957 (no. 1), speciaal tabel III en de formules (4) en (5). Dit artikel wordt verder geciteerd als II.

[9]) Bij transistors die voorzien zijn van een zg. „koelvin", blijkt de warmteweerstand nog enigszins af te hangen van de omgevingstemperatuur.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$P_{amb} > P_C$, zodat t_j zal afnemen; is daarentegen $t_j < t_{j1}$, dan is $P_{amb} < P_C$, zodat t_j zal toenemen tot t_{j1} is bereikt.

Bij verhoging van de omgevingstemperatuur schuift de rechte voor P_{amb} evenwijdig aan zichzelf naar rechts. Valt deze lijn samen met de getekende raaklijn, wat gebeurt als $t_{amb} = t_{ac}$, dan loopt de transistortemperatuur aanzienlijk op, nl. tot t_j' (het zg. „weglopen").

De kromme voor P_C kan niet steeds blijven stijgen. Dit volgt reeds uit het feit dat de gelijkstroombronnen geen onbeperkt vermogen kunnen leveren. Gewoonlijk vertoont P_C een maximum, zoals ook in fig. 12 is aangenomen. Het is echter zeer goed mogelijk dat de transistor reeds is bezweken voor dit maximum is bereikt.

De fabrikant geeft in het algemeen een maximaal toelaatbare transistortemperatuur $t_{j\,max}$ op omdat boven deze temperatuur een bepaalde levensduur niet kan worden gegarandeerd. In het in fig. 12 aangenomen geval kan de schakeling dus slechts toegepast worden bij omgevingstemperaturen lager dan $t_{a\,max}$. De schakeling kan echter wel eens zo zijn dat de kromme voor P_C een vorm krijgt waarbij $t_{jc} < t_{j\,max}$; dan moet de omgevingstemperatuur beneden t_{ac} blijven.

Bij iedere waarde van t_j stelt $P_C - P_{amb}$ de warmte voor die per sec beschikbaar komt om het transistorkristal in temperatuur te verhogen. Is $P_C - P_{amb}$ negatief, dan is dit natuurlijk de warmte die per sec aan het kristal wordt onttrokken, waardoor t_j daalt. Het evenwicht zal zich sneller instellen naarmate de lijnen voor P_C en P_{amb} elkaar onder een grotere hoek snijden. Het kan wel eens voorkomen dat deze lijnen in de omgeving van hun (stabiele) snijpunt over een aanzienlijk temperatuurtraject vrijwel samenvallen. Dan duurt het lang voor het evenwicht is bereikt, en bovendien heeft dan een kleine verandering van t_{amb} tot gevolg dat de transistor naar een veraf gelegen nieuwe evenwichtstemperatuur toe kruipt. Deze nieuwe evenwichtstemperatuur kan zeer goed boven $t_{j\,max}$ liggen.

Wij zullen thans bespreken hoe men de kromme voor P_C kan bepalen voor een gegeven schakeling, uitgaande van de transistorkarakteristieken.

Methode ter bepaling van I_E, V_C en P_C als functie van t_j

De gelijkstroomschakelingen die in dit artikel ter sprake komen, kan men alle terugbrengen tot het schema van fig. 11*a*. Van de drie e.m.k.'s die in dit schema zijn getekend, kan men er natuurlijk één weglaten zonder de mogelijkheden te beperken. Er zijn er echter drie getekend omdat dit gemak oplevert als men een werkelijk toegepaste schakeling met het grondschema wil vergelijken.

Als men beschikt over de I_E-I_B- en de I_E-V_{EB}-karakteristieken bij de transistortemperatuur t_j, kan men I_E bepalen door middel van de in fig. 11*b* aangegeven constructie. Beschikt men over de genoemde karakteristieken voor verschillende waarden van t_j, dan kan men dus I_E bepalen als functie van t_j. De constructies kunnen worden uitgevoerd in één figuur, waarin de karakteristieken zijn getekend met t_j als parameter. Voor iedere waarde van I_E kan men vervolgens V_C berekenen met de formule (tweede wet van Kirchhoff, toegepast op de maas gevormd door de emissor- en de collectortak in fig. 11*a*):

$$V_C = E_E + E_C - (R_E + R_C)I_E. \quad . \quad . \quad (5)$$

Ook V_C kan men dus uitzetten als functie van t_j en daar $P_C = I_E \times V_C$, geldt hetzelfde voor P_C. Is ook K bekend, dan kan men uit een grafiek als fig. 12 het gedrag van de schakeling bij verandering van de omgevingstemperatuur t_{amb} nagaan.

Zoals reeds eerder werd opgemerkt, moet men eigenlijk in aanmerking nemen dat V_C meeverandert en dat men dus dynamische karakteristieken zou moeten gebruiken. Gewoonlijk kan men echter volstaan met het gebruik van statische karakteristieken, die dus gelden voor een constant gehouden V_C.

Dit komt neer op een benadering van de I_E-V_C-karakteristieken met I_B als parameter, zowel als van die met V_{EB} als parameter, door rechte lijnen evenwijdig met de V_C-as. Deze benaderingen betekenen in hoofdzaak de verwaarlozing van het Early-effect (zie II, blz. 32).

De nodige karakteristieken — dus die van fig. 11*b* — kan men bepalen door meting, waarbij de transistor in een bad van constante en regelbare temperatuur geplaatst wordt. Het verdient daarbij aanbeveling de metingen uit te voeren bij een lage collectorspanning (b.v. 2 V) om het in de transistor gedissipeerde vermogen gering te houden.

Beschikt men niet over de hiertoe nodige apparatuur, dan kan men zich als volgt behelpen. Voor één temperatuur (gewoonlijk $t_j = 25$ °C) worden de I_E-I_B- en de I_E-V_{EB}-karakteristieken door de fabrikant opgegeven, of kan men ze uit de verstrekte gegevens afleiden. Voor andere temperaturen t_j kan men de karakteristieken dan verkrijgen met behulp van de volgende — in het voorgaande reeds terloops genoemde — regels:

1) De I_E-V_B-karakteristiek schuift ca. 2,3 mV naar links per 10 °C verhoging van t_j.
2) De I_E-I_B-karakteristiek schuift ca. 10% omhoog per °C verhoging van t_j (verdubbeling per 7 °C).

Een verklaring van deze regels vindt men in het aanhangsel.

Vereenvoudigde methode

De bovenbeschreven methode is geschikt voor een nauwkeurige analyse van het thermische gedrag van een gegeven transistor in een gegeven schakeling, maar zij is vrij omslachtig. Er is reeds opgemerkt

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dat de lijn l een rechte wordt als men aanneemt dat α_{FE} niet afhangt van I_E. Neemt men bovendien aan dat α_{FE} niet afhangt van de temperatuur, dan worden de I_E-I_B-karakteristieken met t_j als parameter evenwijdige rechte lijnen, en ook de

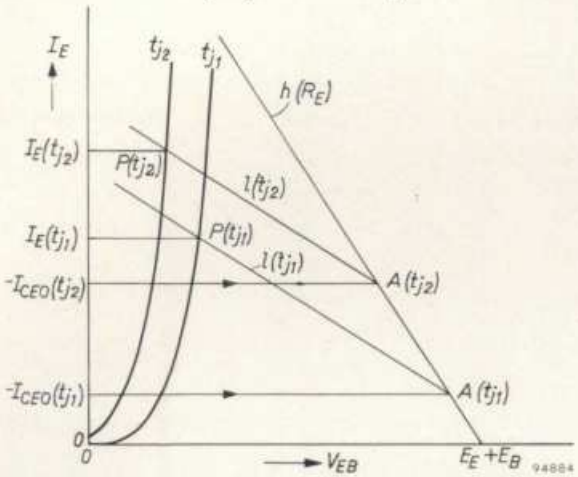

Fig. 13. Neemt men aan dat de stroomversterkingsfactor α_{FE} onafhankelijk is van I_E en t_j, dan worden de lijnen l evenwijdige rechte lijnen. Daar men de snijpunten A met de rechte $h(R_E)$ gemakkelijk kan vinden, wordt de constructie van het instelpunt P voor verschillende waarden van t_j dan zeer eenvoudig en overzichtelijk.

lijnen l worden dan evenwijdige rechten. De I_E-I_B-karakteristieken behoeft men dan niet meer te tekenen. Men behoeft slechts de waarde $I_{CE0}(t_{j1})$ op de I_E-as uit te zetten om het punt $A(t_{j1})$ op de lijn $h(R_E)$ te vinden (*fig. 13*). Een tweede punt kan men met behulp van α_{FE}, welke grootheid strekt de fabrikant gewoonlijk gegevens. Onder α_{FE} verstaat men dan $\alpha_{FE} = \{I_E - (-I_{CE0})\}/I_B$. Deze grootheid wordt ook dikwijls met $\bar{\alpha}$ aangeduid.

Berekening van een schakeling met voorgeschreven thermische stabiliteit

Een veel toegepaste schakeling is die van *fig. 14a*. Als de voedingsbron (e.m.k. $= V_S$; index S van „supply") een verwaarloosbare inwendige weerstand bezit, vindt men, door toepassing van het theorema van Thévenin [10]) dat fig. 14*a*, vanuit de transistor gezien, equivalent is met fig. 14*c*. Deze komt overeen met fig. 11*a* mits men hierin E_E nul neemt en stelt:

$$R_B = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}, \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

en

$$E_B = V_S \frac{R_1}{R_1 + R_2}. \quad \ldots \quad (7)$$

We bespreken het geval dat een bepaalde thermische stabiliteit wordt verlangd: bij een omgevingstemperatuur t_{amb1} zij de gelijkstroominstelling voorgeschreven (V_{C1}, I_{E1}) terwijl bij de hogere omgevingstemperatuur t_{amb2} deze stroom niet verder dan tot I_{E2} mag zijn opgelopen. Is de spanning V_S van de voedingsbron gegeven, dan is:

$$R_E + R_C = (V_S - V_{C1})/I_{E1}. \quad \ldots \quad (8)$$

We nemen aan dat R_C bekend is; dan kan men ook

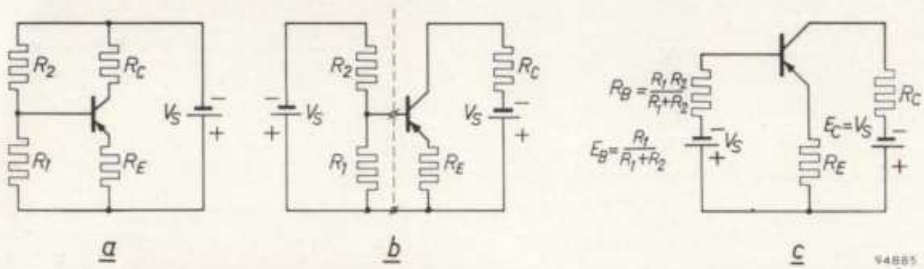

Fig. 14. Een voor transistors veel toegepaste gelijkstroomschakeling (*a*). Heeft de batterij (e.m.k. $= V_S$) een verwaarloosbare inwendige weerstand, dan is (*a*) vanuit de transistor gezien equivalent met (*b*). Door toepassing van het theorema van Thevenin [10]) op het gedeelte links van de stippellijn gaat (*b*) over in (*c*); hiermee is de schakeling herleid tot het schema van fig. 11*a*.

bekend moet zijn, en (2) bepalen. Voor een andere waarde van t_j, bv. t_{j2}, gaat men op dezelfde wijze te werk om $A(t_{j2})$ te vinden, en trekt vervolgens $l(t_{j2})$ door $A(t_{j2})$ evenwijdig met $l(t_{j1})$.

Voor transistors waarbij I_E niet groter wordt dan enkele mA, is deze handelwijze acceptabel. Worden de stromen echter groter, dan moet men er rekening mee houden dat α_{FE} afneemt als I_E toeneemt. Zo neemt voor een gemiddelde OC 72 de stroomversterkingsfactor α_{FE} af van 70 tot 50 als I_E toeneemt van 10 mA tot 80 mA. Ook hierover verder R_E berekenen. De in de transistor gedissipeerde vermogens bij de omgevingstemperaturen t_{amb1} en t_{amb2} bedragen resp. $P_{C1} = I_{E1} \times V_{C1}$ en $P_{C2} = I_{E2} \times V_{C2}$. De spanning V_{C2} die optreedt bij t_{amb2}, berekent men uit (8) nadat hierin de indices 1 zijn vervangen door 2. Bij thermisch evenwicht geldt

[10]) Het theorema van Thévenin houdt in dat men het netwerkgedeelte links van de stippellijn (fig. 7*b*) mag vervangen door een e.m.k. in serie met een weerstand. De e.m.k. is gelijk aan de open spanning aan op de stippellijn getekende de klemmen, de weerstand is die welke men aan deze klemmen meet nadat V_S is kortgesloten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$P_C = P_{amb}$; de temperaturen t_{j1} en t_{j2} die de transistor zal aannemen bij de omgevingstemperaturen t_{amb1} en t_{amb2}, kan men dus uit (4) berekenen. De waarden V_{EB1} en I_{B1} die behoren bij de combinatie van t_{j1} met I_{E1}, leest men af uit de karakteristieken die gelden voor de transistortemperatuur t_{j1}. Substitutie van deze waarden en die van R_E in formule (3) levert een vergelijking voor de twee onbekenden $E_E + E_B$ en R_B. Een tweede vergelijking vindt men op dezelfde manier door uit te gaan van de combinatie van t_{j2} met I_{E2}. Men kan vervolgens R_B en E_B ($E_E = 0$) berekenen. In (6) en (7) heeft men thans twee vergelijkingen voor R_1 en R_2, waaruit men deze weerstandswaarden kan berekenen. Hiermee is de berekening van de schakeling voltooid.

In het voorgaande is gedacht aan het gebruik van de statische I_E-I_B- en I_E-V_{EB}-karakteristieken. Soms is het gewenst nauwkeuriger te werken en de dynamische grafieken te gebruiken. De fabrikant verstrekt gewoonlijk voldoende gegevens om bij één temperatuur (meestal $t_j = 25$ °C) de statische karakteristieken af te leiden met V_C als parameter. Met behulp van de uit (8) berekende waarde van $R_E + R_C$ kan men dan ook de dynamische karakteristieken bij $t_j = 25$ °C construeren. Ook op deze karakteristieken kan men de eerder (blz. 44) genoemde twee regels toepassen om globaal de karakteristieken bij andere temperaturen t_j te vinden.

Spreiding in eigenschappen. Voorbeeld.

In het begin van dit artikel is reeds opgemerkt dat transistors van hetzelfde type van exemplaar tot exemplaar aanzienlijke verschillen in eigenschappen vertonen. Wil men in een apparaat dat in serie wordt gefabriceerd, transistors monteren zonder iedere transistor afzonderlijk in te stellen, dan moet men deze spreiding in aanmerking nemen. We zullen dit toelichten aan de hand van een eenvoudig voorbeeld, waarbij we tevens rekening zullen houden met variaties van de omgevingstemperatuur.

Het voorbeeld betreft een OC 71 in de stuurtrap van een versterker. Deze OC 71 is geschakeld volgens *fig. 15a*. Voor wisselstroom is de transistor geschakeld met gemeenschappelijke emissor (fig. 15*b*). Uit de eisen, gesteld aan de te besturen eindtrap, werd afgeleid dat de OC 71 een uitgangswisselspanning en -stroom moet kunnen leveren van 3,8 V resp. 2,7 mA. Rekent men met een kniespanning van 0,3 V, dan moet dus het instelpunt in de I_E-V_C-grafiek (*fig. 16*) steeds rechts liggen van de verticaal $V_C = 4{,}1$ V en boven de horizontaal $I_E = 2{,}7$ mA. De gelijkstroomweerstand van de primaire wikkeling van de transformator die de stuurtrap koppelt aan de eindtrap, bedraagt $R_C = 75\ \Omega$. De voedingsspanning is $V_S = 6$ V. Het is gewenst dat de transistorstroom I_E niet groter wordt dan 4 mA omdat anders de transformator te veel gelijkstroommagnetisering krijgt. Hierdoor is de gelijkstroomwerklijn in de uitgangsgrafiek (fig. 16) vastgelegd. Men vindt $R_E + R_C = 475\ \Omega$. Daar $R_C = 75\ \Omega$, is $R_E = 400\ \Omega$. Voor het instelpunt Q_1 geldt $V_{C1} = 4{,}7$ V, $I_{E1} = 2{,}7$ mA. Hierbij hoort een gedissipeerd vermogen $P_{C1} = 4{,}7 \times 2{,}7 = 12{,}7$ mW. Voor een OC 71, vrij opgesteld in lucht, geldt $K = 0{,}4$ °C/mW. In Q_1 is dus de temperatuur t_j van het transistorkristal $12{,}7 \times 0{,}4 \approx 5$ °C hoger dan de omgevingstemperatuur. Op analoge wijze vindt men dat in Q_2 de temperatuur t_j bijna 7 °C boven de omgevingstemperatuur ligt. De versterker moet bij omgevingstemperaturen tussen 15 en 45 °C gebruikt kunnen worden; bij deze omgevingstemperaturen moet het instelpunt dus tussen Q_1 en Q_2 blijven. Nu wordt een kleine waarde van I_E bevorderd door een lage temperatuur en kleine waarden van α_{FE} en van $-I_{CE0}$; een grote waarde van I_E wordt daarentegen bevorderd

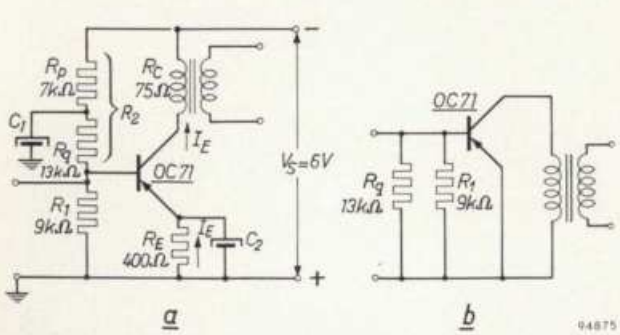

Fig. 15. *a*) Schakeling van een transistor, type OC 71, in de stuurtrap van een versterker. De waarden van de verschillende weerstanden worden, bij wijze van voorbeeld, in de tekst berekend aan de hand van de gestelde eisen.
b) Schakeling volgens (*a*), zoals deze zich voor wisselstromen voordoet.

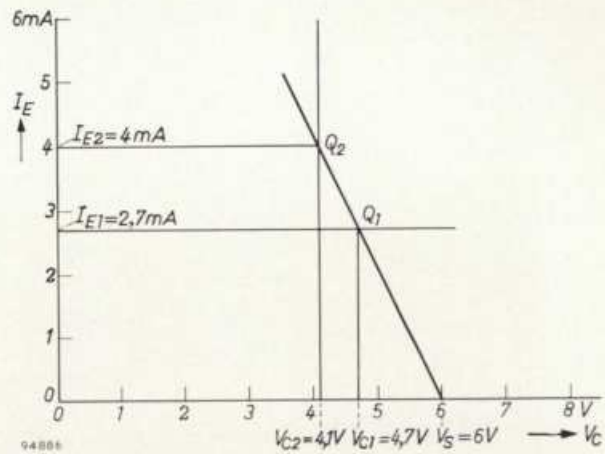

Fig. 16. Aan de transistor uit fig. 15 worden, wat betreft de gelijkstroominstelling, de eisen gesteld dat I_E blijft tussen 2,7 en 4 mA, terwijl V_C niet beneden 4,1 V mag dalen. Daar de voedingsspanning $V_S = 6$ V gegeven is, leggen deze eisen de werklijn Q_1Q_2 voor gelijkstroom vast.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

door een hoge temperatuur, en grote waarden van α_{FE} en van $-I_{CE0}$. (We zullen achteraf laten zien dat dit inderdaad waar is.) In *fig. 17* zijn rechts de I_E-V_{EB}-karakteristieken getekend voor de laagste en de hoogste waarde van t_j, nl. voor $t_{j1} = 15+5 = 20$ °C en voor $t_{j2} = 45+7 = 52$ °C. Links zijn de I_E-I_B-karakteristieken getekend voor dezelfde waarden van t_j. Die voor $t_{j1} = 20$ °C is getekend voor minimale α_{FE} en minimale I_{CE0} (deze laatste is nul ondersteld); die voor $t_{j2} = 52$°C geldt voor maximale α_{FE} en maximale I_{CE0}. Deze karakteristieken zijn benaderd door rechte lijnen; wegens de verschillende waarden van α_{FE} lopen ze echter niet evenwijdig. Uit fig. 17 leest men af: $V_{EB1} = 0{,}16$ V; $V_{EB2} = 0{,}1$ V; $I_{B1} = -94$ μA; $I_{B2} = -20$ μA. We bepalen nu R_B en E_B op de besproken wijze met behulp van (3) en vinden: $R_B = 6{,}2$ kΩ; $E_B = 1{,}83$ V. Vervolgens bepalen we R_1 en R_2 met behulp van (6) en (7) en vinden: $R_1 \approx 9$ kΩ; $R_2 \approx 20$ kΩ.

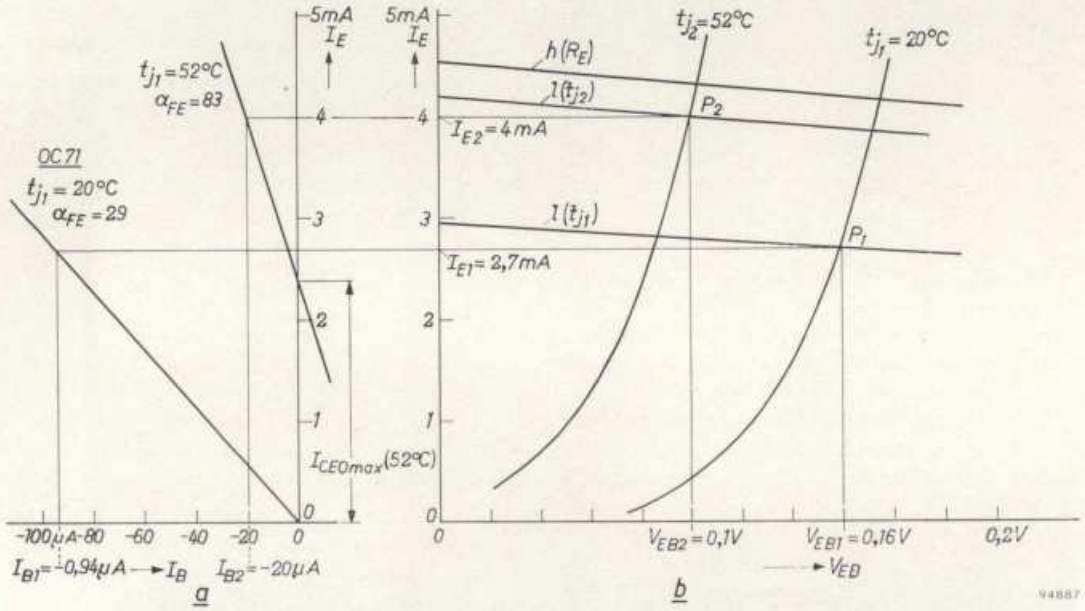

Fig. 17. I_E-V_{EB}-karakteristieken (rechts) en I_E-I_B-karakteristieken (links) voor een OC 71, bij de transistortemperaturen $t_{j1} = 20$ °C en $t_{j2} = 52$ °C. De I_E-I_B-karakteristiek voor 20 °C geldt voor een exemplaar met minimale I_{CE0} en minimale α_{FE}; die voor 52 °C geldt voor maximale I_{CE0} en maximale α_{FE}. Met behulp van deze grafiek is de schakeling van fig. 15 berekend.

In de tweede plaats gaat men gemakkelijk na dat inderdaad een lage temperatuur en kleine waarden van I_{CE0} en α_{FE} samenwerken om I_E klein te maken, terwijl een hoge temperatuur en grote waarden van I_{CE0} en α_{FE} het omgekeerde bevorderen. Bij vergroting van α_{FE} draaien nl. de lijnen $l(t_j)$ met de klok mee om hun snijpunten met $h(R_E)$ — de punten A in fig. 13. (Uit *fig. 18* blijkt dat dit niet geheel vanzelf spreekt. Hier ligt A links van de geldende I_E-V_{EB}-karakteristiek; I_E neemt dan juist af als α_{FE} toeneemt.)

In de derde plaats blijkt uit fig. 17 dat een kleine I_E ook wordt bevorderd door een naar rechts

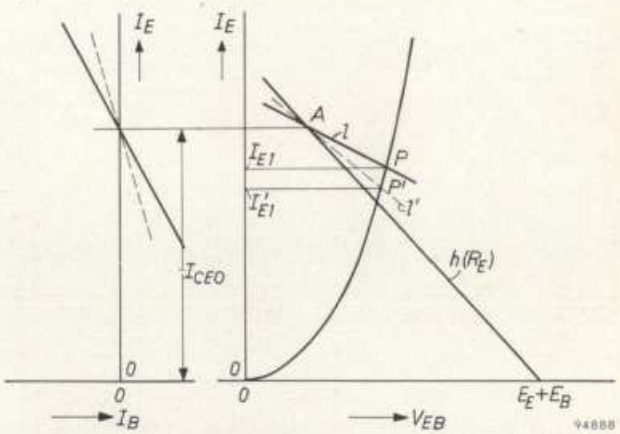

Fig. 18. Demonstratie van het feit dat een vergroting van α_{FE} gepaard kan gaan met een verkleining van I_E, nl. als het punt A links ligt van de geldende I_E-V_{EB}-karakteristiek. Wordt α_{FE} groter, dan draait de I_E-I_B-karakteristiek van de getrokken naar b.v. de gestreepte positie. De lijn l draait dan in dezelfde richting om A naar l'. De stroom neemt af van I_{E1} tot I_{E1}'.

In de eerste plaats blijken, bij de hier gekozen schaalwaarden, het punt E_B op de abscissenas en de snijpunten A_1 en A_2 van $l(t_{j1})$ resp. $l(t_{j2})$ met $h(R_E)$ ver buiten de figuur te vallen. Dit is de reden waarom voor de bepaling van E_B en R_B geen gebruik is gemaakt van constructie in de figuur, maar van berekening via formule (3).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

schuiven van de I_E-V_{EB}-karakteristiek. Om de spreiding van deze karakteristiek in aanmerking te nemen, hadden we dus voor $t_j = 20$ °C en $t_j = 52$ °C resp. de meest naar rechts en de meest naar links gelegen karakteristiek moeten gebruiken. Uit de figuur blijkt echter ook dat de positie van de I_E-V_{EB}-karakteristiek slechts betrekkelijk weinig invloed heeft op I_E. Het feit dat we gebruik hebben gemaakt van I_E-V_{EB}-karakteristieken voor een gemiddelde transistor, kan dus geen grote fout opleveren. Het kan echter wel degelijk voorkomen dat de positie van de I_E-V_{EB}-karakteristieken zeer belangrijk is. Speciaal bij transistors voor grote vermogens, waarbij veel grotere stromen optreden, en dientengevolge de weerstanden R_E en R_B veel kleiner uitvallen, kan dit het geval zijn.

De weerstand R_2 is (zie fig. 15*a*) gesplitst in de weerstanden R_p en R_q, en het punt tussen deze weerstanden is via de condensator C_1 voor wisselstroom geaard. Het doel is, te verhinderen dat wisselspanningen die ontstaan over de inwendige weerstand van de voedingsbron (deze inwendige weerstand is voortdurend verwaarloosd), aan de ingangszijde van de transistor terecht zouden komen. Uit fig. 15*b* blijkt dat, voor wisselstroom, R_1 en R_q parallel met de ingang van de transistor zijn geschakeld. R_q kan b.v. 13 kΩ bedragen; dan zijn R_1 en R_q equivalent met een weerstand van 5,7 kΩ. De ingangsweerstand van de OC 71 bedraagt ca. 1 kΩ. Met het oog op een geringe vervorming wil men in dit geval de OC 71 liefst met stroom besturen [11]) en daarom zou men de weerstand van 5,7 kΩ nog wel groter willen hebben, b.v. 10 kΩ. Dit betekent dat men de weerstanden R_1 en R_2 groter zou willen maken. Dit kan, als men accepteert dat I_{E_2} boven de 4 mA komt. Ook zou men kunnen proberen een andere transformatieverhouding van de transformator te kiezen, waardoor Q_1 een andere positie krijgt. Wij zullen dit niet verder uitwerken. De complicaties hebben wij alleen genoemd om te laten zien dat men dikwijls slechts na enig heen en weer rekenen tot een aanvaardbaar compromis voor alle — vaak tegenstrijdige — eisen komt.

Gebruik van een weerstand die afhankelijk is van de temperatuur

Soms neemt men voor R_1 (fig. 14*a*) een weerstand waarvan de waarde afneemt als zijn temperatuur stijgt, b.v. een N.T.C.-weerstand [12]) of een germaniumdiode. Dan dalen namelijk E_B en R_B bij stijgende temperatuur en het resultaat kan zijn een betere stabilisatie van I_E. Is R_2 gegeven, dan kan men voor iedere waarde van t_j berekenen welke waarde R_1 moet hebben opdat de transistorstroom de voorgeschreven constante waarde aanneemt. Hiertoe bepaalt men de bijbehorende waarden van V_{EB} en I_B uit de karakteristieken voor de betrokken waarde van t_j. De formules (3), (6) en (7) leveren dan drie vergelijkingen op waarin E_B, R_B en R_1 als drie onbekenden fungeren. Aldus vindt men R_1 als functie van t_j. Daar I_E thans constant is, zijn ook V_C en P_C constant, zodat er een constant en, als K gegeven is, tevens bekend temperatuurverschil bestaat tussen de transistor en de omgeving. Als we aannemen dat R_1 steeds op omgevingstemperatuur is, is dus ook bekend hoe R_1 als functie van de omgevingstemperatuur moet veranderen opdat I_E constant zal blijven. Men kan nu trachten voor R_1 een weerstand te vinden, of een combinatie van weerstanden, die de gewenste afhankelijkheid van de temperatuur met redelijke benadering vertoont [13]). Bij het ontwerp van een schakeling behoeft men nu geen rekening meer te houden met de ongunstigste combinatie van temperatuurveranderingen enerzijds en verschuivingen der karakteristieken als gevolg van spreiding anderzijds. Hierdoor krijgt men meer armslag om tegemoet te komen aan andere eisen die men aan de schakeling stelt.

Aanhangsel: De fysische achtergrond van de temperatuurinvloed op transistors

De voornaamste oorzaak van de grote temperatuurinvloed op transistors is dat in halfgeleiders de evenwichtsconcentraties van de minderheidsladingsdragers snel toenemen met de temperatuur. Voor het produkt van de concentraties van de gaten (p) en van de elektronen (n) in een halfgeleider geldt namelijk, bij evenwicht tussen generatie en recombinatie [14]):

$$p_0 n_0 = K(T). \quad \ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

De index 0 bij p en n geeft aan dat evenwichtsconcentraties worden bedoeld. $K(T)$ is een zg. evenwichtsconstante, zoals in de fysische chemie bij beschouwingen over omkeerbare reacties — hier de generatie van elektronen en gaten en hun recombinatie — steeds optreedt. $K(T)$ is vrijwel evenredig met $\exp(-V_g q/kT)$, waarin V_g de afstand voorstelt, in eV, tussen de valentie- en de geleidingsband (index g van „gap"). qV_g is dus de energie die nodig is om een elektron vrij te maken, waarbij tegelijkertijd een gat ontstaat. Nu is in een N-gebied in een halfgeleider de elektronenconcentratie vrijwel gelijk aan de overmaat donors boven acceptors. Voor zo'n gebied is n_0 dus onafhankelijk van de temperatuur. Bij verhoging van de temperatuur moet derhalve, volgens (9), p_0 evenredig met $K(T)$, dus met $\exp(-V_g q/kT)$ toenemen. In een P-gebied is juist n_0 evenredig met $\exp(-V_g q/kT)$.

Om de invloed van de evenwichtsconcentraties op de eigenschappen van een transistor duidelijk te maken, grijpen we terug op de eenvoudige transistortheorie zoals deze vroeger in dit tijdschrift is behandeld [15]). De situatie in een P-N-P-transistor wordt, wat betreft het verloop van de concentraties

[11]) Zie b.v. I, blz. 334, linkerkolom.

[12]) E. J. W. Verwey, P. W. Haaijman en F. C. Romeijn, Halfgeleiders met een grote negatieve temperatuurcoëfficiënt van de weerstand, Philips techn. T. **9**. 239-248, 1947.

[13]) Een praktisch voorbeeld vindt men in C. Huber en J. Rodrigues de Miranda, Voorversterker met transistor voor de magnetodynamische groeftaster, Philips techn. T. **18**, 210-215, 1956 (no. 7).

[14]) Zie b.v. J. C. van Vessem, Werking en constructie van germaniumdiodes, Philips techn. T. **16**, 230-241, 1954, speciaal blz. 231 en 232.

[15]) F. H. Stieltjes en L. J. Tummers, Eenvoudige theorie van de lagentransistor, Philips tech. T. **17**, 201-214, 1955.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

der minderheidsladingsdragers, voorgesteld door *fig. 19*. In de grensvlakken *3* en *4* worden, door een spanning van enige volts in de keerrichting over de *P-N*-overgang tussen collector en basis, deze minderheidsconcentraties op nul gehouden. Een kleine spanning $V_{EB'}$ (ca. 0,1 V) in de doorlaatrichting over de *P-N*-overgang tussen emissor en basis, houdt de minderheidsconcentraties in de doorsneden *1* en *2* op de waarden $n_E(1)$ en $p_B(2)$, waarbij geldt:

$$n_E(1) = n_{E_0} \exp(qV_{EB'}/kT), \quad \ldots \quad (10a)$$

$$p_B(2) = p_{B_0} \exp(qV_{EB'}/kT). \quad \ldots \quad (10b)$$

n_{E_0} en p_{B_0} zijn de evenwichtsconcentraties van de minderheidsladingsdragers in resp. emissor en basis. De spanning tussen

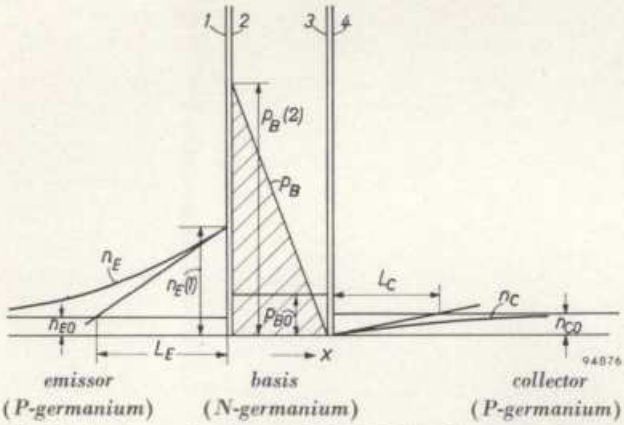

Fig. 19. Concentraties der minderheidsladingsdragers als functie van de plaats x in een *P-N-P*-transistor: n_E (elektronen) in de emissor, n_C (elektronen) in de collector, en p_B (gaten) in de basis. De evenwichtsconcentraties dezer minderheidsladingsdragers in emissor, basis en collector zijn resp. n_{E_0}, p_{B_0} en n_{C_0}. De concentratiegradiënten van de elektronen in de doorsneden *1* en *4* zijn resp. $(n_E(1)-n_{E_0})/L_E$ en n_{C_0}/L_C, waarin L_E en L_C de diffusielengten in emissor en collector voorstellen.

emissor en basis is hier $V_{EB'}$ genoemd. Het accent bij de index B geeft aan dat de spanning tussen de grensvakken *1* en *2* is bedoeld; deze spanning verschilt van de spanning V_{EB} tussen de emissorelektrode en de basiselektrode doordat de basisstroom op zijn weg door het transistorkristal de zg. inwendige basisweerstand $R_{BB'}$ moet overwinnen [16]).

De concentratiegradiënt van de gaten in de basis, en dus ook de diffusiestroom van deze gaten, is evenredig met $p_B(2)$. Volgens de eenvoudige theorie, zoals deze in het artikel [15]) is gegeven, maakt deze diffusiestroom vrijwel de gehele transistorstroom I_E uit [17]). Nu is voor germanium $V_g \approx 0{,}75$ V, zodat p_{B_0} evenredig is met $\exp(-0{,}75\ q/kT)$. Hieruit, en uit (10b) volgt dat voor de transistorstroom geldt:

$$I_E = C \exp[(-0{,}75 + V_{EB'})q/kT]. \quad \ldots \quad (11)$$

C is een constante [18]) die blijkbaar de stroom voorstelt die zou vloeien bij $V_{EB'} = 0{,}75$ V, indien de eenvoudige theorie bij zulke grote waarden van $V_{EB'}$ nog op zou gaan [19]). De I_E-$V_{EB'}$-karakteristieken met T als parameter zijn volgens (11) exponentiële functies die alle door het punt ($I_E = C$, $V_{EB'} = 0{,}75$ V) gaan. Zet men I_E logaritmisch uit, dan worden deze karakteristieken rechte lijnen die door het genoemde punt gaan (*fig. 20*).

Men kan (11) schrijven in de vorm:

$$V_{EB'} = -\left(\frac{k}{q} \ln \frac{C}{I_E}\right) T + 0{,}75. \quad \ldots \quad (12)$$

Dan ziet men dat indien, bij verandering van T, de stroom I_E op een constante waarde, b.v. I_{E_1}, wordt gehouden, $V_{EB'}$ met het constante bedrag $(k/q) \ln (C/I_{E_1})$ afneemt per graad verhoging van T. Als men de I_E-$V_{EB'}$-karakteristieken tekent voor waarden van de parameter T die met een constant bedrag van b.v. 10 °K oplopen, zullen derhalve deze karakteristieken een horizontale lijn $I_E = I_{E_1}$ verdelen in gelijke intervallen, groot 10 $(k/q) \ln (C/I_{E_1})$. Hoe groot $(k/q) \ln (C/I_{E_1})$ is voor een gegeven I_{E_1}, kan men niet rechtstreeks berekenen, daar C onbekend is. Weet men echter dat I_{E_1} zodanig is ingesteld dat bij kamertemperatuur ($T \approx 300$ °K) $V_{EB'} \approx 0{,}1$ V, dan volgt uit (12) dat $(k/q) \ln (C/I_{E_1}) = (0{,}75-0{,}1)/300 = 2{,}2 \times 10^{-3}$ V/°C. Zo komen we tot de conclusie dat de I_E-$V_{EB'}$-karakteristiek ca. 2,2 mV naar links schuift per °C temperatuurverhoging. Dit is de eerste van de twee regels die op blz. 44 werden genoemd. Een complicatie wordt veroorzaakt door de in dit aanhangsel reeds genoemde inwendige basisweerstand $R_{BB'}$. Deze maakt dat de I_E-V_{EB}-karakteristieken minder snel stijgen dan zuiver exponentiële functies, maar de genoemde verschuiving blijft behouden. Heeft men, wat in de praktijk dikwijls het geval zal zijn, de beschikking over een I_E-V_{EB}-karakteristiek bij slechts één temperatuur, dan kan men de werkelijkheid meestal redelijk benaderen door aan te nemen dat deze karakteristiek in zijn geheel ca. 2,2 mV/°C naar links schuift. Bij grote instelstromen, zoals b.v. voorkomen bij transistors voor grote vermogens in instelling klasse *A*, kan echter de verschuiving aanzienlijk minder zijn, b.v. 2 mV/°C bij $I_E \approx 0{,}5$ A en nog slechts 1 mV/°C bij $I_E \approx 1$ A. Uit fig. 20*a* blijkt dat dit effect ook theoretisch te verwachten was. Er spelen echter ook andere hier niet besproken effecten een rol.

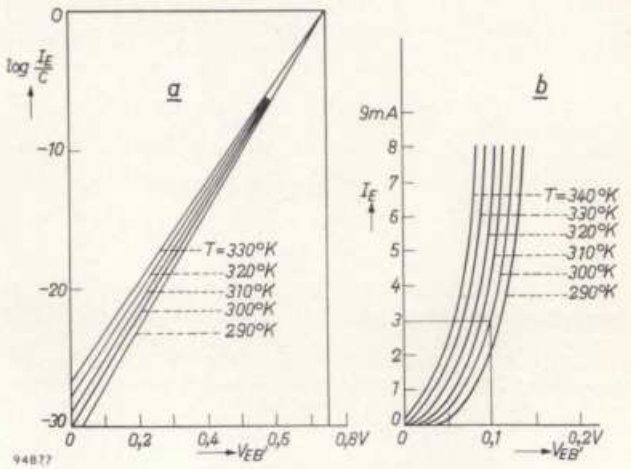

Fig. 20. Theoretische I_E-$V_{EB'}$-karakteristieken voor een germaniumtransistor, met de temperatuur als parameter. Het zijn exponentiële functies (*b*). Deze snijden elkaar alle in een punt waarvoor $V_{EB'} = 0{,}75$ V. Dit is te zien in (*a*), waarin I_E logaritmisch is uitgezet.

[16]) Zie II blz. 31.

[17]) In werkelijkheid gaat bij grotere stromen ook het aandeel dat door het elektrische veld wordt geleverd, een rol spelen; zie b.v.: F. H. Stieltjes en L. J. Tummers, De transistor bij grote stroomdichtheden, Philips tech. T. **18**, 20-27, 1956, speciaal blz. 23 en 24.

[18]) C hangt nog wel enigszins af van de temperatuur, o.a. doordat de diffusieconstante van de gaten hier enigszins van afhangt. Bij de waarden van $V_{EB'}$ en T die in de praktijk optreden, overweegt echter ver de invloed die T op I_E uitoefent via de exponentiële functie.

[19]) Dat dit niet het geval is, is besproken in het in [17]) genoemde artikel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Om iets te kunnen zeggen over de I_E-I_B-karakteristieken, maken we de balans op voor de elektronen in de basis: de toevoer moet gelijk zijn aan de afvoer plus het recombinatieoverschot in de basis (dat is het aantal vrije elektronen dat per sec in de basis door recombinatie met gaten verdwijnt, minus het aantal dat door generatie ontstaat).

We stellen de balans op aan de hand van fig. 19. Elektronen worden toegevoerd uit de collector; het aantal per sec is evenredig met de concentratiegradiënt in doorsnede *4*. Deze gradiënt is op zijn beurt evenredig met n_{C_0}, dus met $\exp(-V_g q/kT)$. Ook de toevoer per sec van elektronen uit de collector is hier dus mee evenredig. De basisstroom I_B zorgt voor een afvoer van I_B/q elektronen per sec. Naar de emissor worden elektronen afgevoerd; het aantal per sec is evenredig met de concentratiegradiënt in doorsnede *1*. Deze gradiënt is op zijn beurt evenredig met $n_E(1) - n_{E_0}$, dus — volgens (10*a*) — met $n_{E_0}[\exp(qV_{EB'}/kT) - 1]$. Hierin mag men gewoonlijk de term -1 tussen de vierkante haken verwaarlozen. Daar n_{E_0} weer evenredig is met $\exp(-V_g q/kT)$, blijkt de afvoer van elektronen naar de emissor evenredig met $\exp[(-V_g+V_{EB'})q/kT]$. Als laatste term in de elektronenbalans rest het recombinatieoverschot. Dit is evenredig met de oppervlakte van de gearceerde driehoek [20]) en dus met $p_B(2)$. Maar $p_B(2)$ is — geheel als $n_E(1)$ — evenredig met $\exp[(-V_g+V_{EB'})q/kT]$, zodat ook het recombinatieoverschot hiermee evenredig is. We hebben nu de volgende resultaten verkregen:

Toevoer uit collector	$\sim \exp(-V_g q/kT)$	elektronen/sec,
Afvoer door I_B	$= I_B/2$	„ „ ,
Afvoer naar emissor	$\sim \exp[(-V_g+V_{EB'})q/kT]$	„ „ ,
Recombinatieoverschot	$\sim \exp[(-V_g+V_{EB'})q/kT]$	„ „ .

De elektronenbalans levert dus onderstaande vergelijking (de a's zijn evenredigheidsconstanten):

$$a_1 \exp(-V_g/kT) - (1/q)\, I_B - (a_2+a_3) \exp[(-V_g+V_{EB'})q/kT] = 0. \quad (13)$$

Door $\exp(-V_g+V_{EB'})q/kT$ te elimineren uit (11) en (13) en vervolgens I_E op te lossen, vindt men:

$$I_E = \frac{-C}{q(a_2+a_3)} I_B + \frac{Ca_1}{a_2+a_3} \exp(-V_g q/kT). \quad . \quad . \quad (14)$$

De I_E-I_B-karakteristiek is volgens deze afleiding dus een rechte lijn die van de I_E-as een stuk afsnijdt dat evenredig is met $\exp(-V_g q/kT)$. Door differentiatie naar T vindt men dat dit stuk (dat dus $-I_{CE0}$ voorstelt; vgl. formule (2)) per graad verhoging van T aangroeit met 100 $V_g q/kT^2$%. Daar $V_g = 0{,}75$ V, $q = 1{,}6\times10^{-19}$ C en $k = 1{,}38\times10^{-23}$ J graad^{-1}, vindt men, in de buurt van kamertemperatuur ($T \approx 300$ °K), een aangroeiing van ca. 10% per °C, dat is een verdubbeling per 7 °C. Dit is de tweede van de op blz. 44 genoemde regels.

We vergelijken nog met elkaar I_E als functie van T in de gevallen van basisstroomvoeding en spanningsvoeding tussen basis en emissor (zie blz. 42 en fig. 10). Door differentiatie van (14) en (11) naar T vinden we voor de hellingen van de krommen voor I_B = constant en voor $V_{EB'}$ = constant, resp:

$$\left(\frac{\partial I_E}{\partial T}\right)_{I_B} = \frac{0{,}75\, q}{kT^2}(-I_{CE0})$$

en

$$\left(\frac{\partial I_E}{\partial T}\right)_{V_{EB'}} = \frac{(0{,}75-V_{EB'})}{kT^2} I_E.$$

Gaan we uit van een punt in het I_E-t_j-vlak waarvoor $I_B = 0$, dan is $I_E = -I_{CE0}$, en, daar $V_{EB'} \ll 0{,}75$, zijn de hellingen van de krommen voor I_B = constant en voor $V_{EB'}$ = constant vrijwel gelijk. Deze krommen vallen dus nagenoeg samen.

Gaan we echter uit van een punt waarvoor $I_E \gg -I_{CE0}$, dan is

$$\left(\frac{\partial I_E}{\partial T}\right)_{V_{EB'}} \gg \left(\frac{\partial I_E}{\partial T}\right)_{I_B},$$

zodat de kromme voor $V_{EB'}$ = constant veel steiler oploopt. Dan is dus basisstroomvoeding veel gunstiger dan spanningsvoeding tussen basis en emissor.

In plaats van germanium gebruikt men ook wel silicium voor de vervaardiging van transistors. Voor silicium is V_g groter dan voor germanium, nl. ca. 1,1 V in plaats van 0,75 V. In silicium is hierdoor de invloed van de temperatuur op de evenwichtsconcentraties van de minderheidsladingsdragers nog groter dan in germanium. Inderdaad verschuiven bij siliciumtransistors de I_E-V_{EB}-karakteristieken meer per °C dan bij germaniumtransistors. Als $V_{EB'} = 0{,}1$ V, is, bij kamertemperatuur voor siliciumtransistors, de theoretische verschuiving $(1{,}1-0{,}1)/300 = 0{,}0033$ V/°C = 3,3 mV/°C. Ook neemt $-I_{CE0}$ procentueel sneller toe, nl. met ca. 14,5% in plaats van met 10% per °C. Daar echter $-I_{CE0}$ bij kamertemperatuur voor siliciumtransistors aanzienlijk kleiner is dan voor germaniumtransistors, heeft men bij de laatstgenoemde toch meer last van de verschuiving der I_E-I_B-karakteristieken.

Samenvatting. De eigenschappen van het netwerk dat de gelijkstroominstelling van een transistor verzorgt, hebben grote invloed op de gevoeligheid van de transistorstroom I_E (hieronder kan men naar verkiezing de emissor- of de collectorstroom verstaan) voor veranderingen van de temperatuur of voor verwisseling van de transistor. Er zijn twee oorzaken van de genoemde gevoeligheid, nl. 1) verschuivingen van de I_E-V_{EB}-karakteristiek (V_{EB} = gelijkspanning tussen emissor en basis) en 2) verschuivingen van de I_E-I_B-karakteristiek (I_B = basisstroom). Deze karakteristieken verschuiven zowel bij verandering van temperatuur als bij verwisseling van transistor. Bij buizen heeft men slechts met één karakteristiek, nl. de I_a-V_g-karakteristiek, te maken en deze is bovendien ongevoelig voor temperatuurveranderingen. Daarom is bij buizen de situatie aanzienlijk minder gecompliceerd dan bij transistors. Op punten van overeenkomst en verschil bij transistors en buizen wordt in het artikel herhaaldelijk gewezen.

In een schakeling met spanningsvoeding tussen basis en emissor is I_E ongevoelig voor verschuivingen van de I_E-I_B-karakteristiek, maar juist zeer gevoelig voor verschuivingen van de I_E-V_{EB}-karakteristiek. Dit wordt grafisch toegelicht. Men kan de genoemde gevoeligheid van I_E verminderen door een weerstand R_E op te nemen in de emissortak, en ook door een weerstand R_B op te nemen in de basistak. Bij laatstgenoemde methode introduceert men echter een gevoeligheid van I_E voor verschuivingen van de I_E-I_B-karakteristiek. Als $R_b = \infty$ (men heeft dan basisstroomvoeding), is I_E ongevoelig geworden voor verschuivingen van de I_E-V_{EB}-karakteristiek, maar juist maximaal gevoelig voor verschuivingen van de I_E-I_B-karakteristiek. Gewoonlijk gebruikt men een combinatie van de weerstanden R_E en R_B.

Als gevolg van de gevoeligheid voor temperatuurveranderingen is bij transistors het thermische evenwicht met de omgeving van belang. Dit evenwicht wordt grafisch onderzocht. Hierbij komt de mogelijkheid aan het licht van een grote toeneming van de transistortemperatuur bij een geringe verhoging van de omgevingstemperatuur (het zg. „weglopen"). Vervolgens wordt besproken hoe men langs grafische weg het gedrag van een gegeven transistor in een gegeven schakeling kan analyseren. Daarna wordt het omgekeerde probleem behandeld, nl. het berekenen (met behulp van grafieken) van een schakeling voor een gegeven transistor waaraan bepaalde eisen zijn gesteld wat betreft de thermische stabiliteit. Dit wordt nader toegelicht met een voorbeeld, waarbij tevens de spreiding in eigenschappen tussen verschillende exemplaren van hetzelfde type transistor in rekening worden gebracht. Ten slotte wordt aangegeven hoe men, door het gebruik in de schakeling van een weerstand met een negatieve temperatuurcoëfficiënt, de gevoeligheid van I_E voor temperatuurvariaties grotendeels kan compenseren.

Een aanhangsel behandelt de fysische achtergrond van de temperatuurinvloed op transistors.

[20]) Zie het in [15]) aangehaalde artikel, blz. 208.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ROOSTERFOUTEN IN KRISTALLEN, BESTUDEERD AAN ALKALIHALOGENIDES

door Y. HAVEN.

548.7:537.311.3

Talrijke verschijnselen bij vaste stoffen, waaronder technisch belangrijke, zoals elektrisch geleidingsvermogen en diëlektrische verliezen, kunnen niet worden verklaard op grond van een onderstelde zuiver periodieke bouw van het kristalrooster. Men is daardoor ertoe gekomen, zekere afwijkingen van de periodiciteit — zogenaamde roosterfouten — voor de waargenomen verschijnselen verantwoordelijk te stellen. Een dankbaar object voor het onderzoek van de invloed van roosterfouten op de gedragingen van vaste stoffen zijn de kristallen der alkalihalogenides, omdat deze stoffen betrekkelijk gemakkelijk in zuivere toestand zijn te verkrijgen en omdat daarbij de verschijnselen minder gecompliceerd zijn dan in andere gevallen. In dit artikel worden enige resultaten van dit onderzoek meegedeeld, in het bijzonder betreffende de diëlektrische eigenschappen van een alkalihalogenide ($NaCl$) waarin door toevoeging van een aardalkalihalogenide ($CaCl_2$) bepaalde roosterfouten zijn teweeggebracht.

Roosterfouten in kristallen

Sedert de ontdekking van de röntgendiffractie in kristallen door Von Laue, Friedrich en Knipping (1912) en het onderzoek van deze diffractie door Von Laue, Bragg en vele anderen, is voor talloze kristallijne stoffen de rangschikking der atomaire deeltjes onderzocht. Het bleek dat de atomen in het kristal (wij zullen gemakshalve vaak van atomen spreken, ook als men in feite met ionen te maken heeft) een driedimensioneel netwerk of „rooster" vormen en dat de plaatsing der atomen in het rooster periodiek is. Dit komt geheel overeen met het reeds ca. 50 jaren eerder door Bravais uitgesproken vermoeden omtrent de bouw van kristallen.

Het is echter gebleken dat talloze gedragingen van vaste stoffen niet kunnen worden verklaard op grond van een onderstelde zuiver periodieke bouw van het kristalrooster. Veelal hangen deze gedragingen ten nauwste samen met die eigenschappen waarvan in diverse technische toepassingen gebruik wordt gemaakt en waarmee men speciaal in de elektrotechnische industrie te doen heeft. Dit zijn dus de eigenschappen die het elektrische gedrag bepalen, zoals het elektrisch geleidingsvermogen en de diëlektrische verliezen. Maar ook andere eigenschappen, zoals mechanische sterkte, lichtabsorptie, luminescentie en zekere bijzonderheden van de kristalgroei, zijn niet met een zuiver periodieke bouw van de stof te verklaren. Men is daardoor ertoe gekomen, bepaalde afwijkingen van de periodiciteit — zogenaamde roosterfouten — verantwoordelijk te stellen voor de waargenomen gedragingen van vaste stoffen. Reeds eerder is in dit tijdschrift een overzicht gegeven van de rol die de onvolmaaktheden van de vaste stoffen spelen in de techniek [1]).

De afwijkingen van de periodiciteit, waarvan men het bestaan, voorlopig hypothetisch, heeft ondersteld, zijn van velerlei aard. Wij willen er een aantal kort bespreken, min of meer aan de hand van een door Seitz [2]) gegeven opsomming.

Vacatures. Onder een vacature verstaat men een lege plaats, ontstaan door het ontbreken van een atoom op een plaats waar men er volgens de periodieke rangschikking een mocht verwachten.

Interstitiële atomen. Van een interstitieel atoom spreekt men als een atoom voorkomt op een plaats die buiten de normale rangschikking van het rooster valt.

Vreemde atomen. Aan een kristal van een bepaalde verbinding kunnen als „verontreiniging" vreemde stoffen zijn toegevoegd. Indien deze stoffen atomair in het kristal zijn verdeeld (dus niet plaatselijk uitgekristalliseerd), zullen, als gevolg hiervan, vreemde atomen in het rooster aanwezig zijn, die er normaal niet in thuishoren. Deze vreemde atomen kunnen daarbij, door substitutie, de plaats van roosteratomen innemen, of ook interstitieel geplaatst zijn.

Zowel vacatures als interstitiële atomen en vreemde atomen spelen een belangrijke rol bij de verschijnselen die in dit artikel nader zullen worden besproken.

Vrije elektronen, elektron-gaten, kleurcentra, excitonen. Aan een kristalrooster kan een elektron zijn toegevoegd. Daarbij wordt een positief ion, dat deel uitmaakt van het rooster, geheel of gedeeltelijk geneutraliseerd. De plaats van het elektron is echter in een ideaal rooster niet vast; het kan zich van ion tot ion verplaatsen. Ook dit kan men opvatten als een (beweeglijke) roosterfout.

Het bedoelde elektron kan b.v. afkomstig zijn

[1]) G. W. Rathenau, Onvolmaaktheden van de stof, Philips techn. T. **15**, 105-113, 1953.

[2]) F. Seitz, bijdrage in het boek: Imperfections in nearly perfect crystals, Wiley, New York 1952, blz. 3.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van een vreemd atoom, dat een elektron aan het rooster afstaat („donors" in halfgeleiders). Er zijn ook vreemde atomen die aan het rooster een elektron onttrekken („acceptors" in halfgeleiders). Er blijft dan een zogenaamd (elektron-)gat over, dat wil zeggen dat dan een der ionen een elektron te weinig heeft. Ook deze toestand kan zich, althans bij voldoend hoge temperatuur, van ion tot ion door het rooster verplaatsen. Bij lage temperaturen echter moet men zich veelal een elektrongat gelocaliseerd denken, b.v. in KCl bij −200 °C gebonden aan twee naburige Cl-ionen onder vorming van een Cl_2^--ion [3]).

Een elektron en een elektrongat kunnen ook tegelijkertijd geleverd worden door een atoom van het oorspronkelijke rooster. Men kan het paar dan beschouwen als een niet-gelocaliseerde geïoniseerde toestand (namelijk van het ion dat een elektron heeft afgestaan).

Bevat een kristal nog andere roosterfouten, dan zal een zekere wisselwerking tussen het elektron en zulk een roosterfout bestaan, b.v. een vacature. Soms kan het elektron zelfs worden gevangen. Een dergelijk gelocaliseerd elektron wordt, wegens de hierdoor veroorzaakte selectieve lichtabsorptie, een kleurcentrum genoemd.

Er bestaan ook aangeslagen toestanden van het rooster. Daarbij verkeert een der soorten ionen in een hogere energietoestand, waarbij echter de toegevoerde energie kleiner is dan de energie benodigd voor de vorming van een vrij elektron plus elektrongat. Indien deze storing zich vrij door het rooster verplaatst, noemt men ze een exciton.

Volledigheidshalve noemen wij nog enkele andere mogelijke roosterfouten.

Kristalgrenzen. Een polykristallijne vaste stof is opgebouwd uit min of meer duidelijke kristallen, die elkaar volgens „kristalgrenzen" raken. Aan een kristalgrens verandert de oriëntatie van de roostervlakken sprongsgewijs en is dus de periodiciteit plaatselijk verbroken, ook al zijn de kristallen verder ideaal.

Hoe kleiner de kristallen, des te talrijker zijn de storingen ten gevolge van kristalgrenzen. In een limietgeval kunnen de kristallen zo klein zijn dat het volume dat de gestoorde gebieden innemen, van dezelfde orde van grootte is als of groter dan dat van de ongestoorde gebieden. Wij noemen de stof dan amorf. Een bekend voorbeeld hiervan is glas [4]).

Dislocaties. Dislocaties zijn lijnvormige roosterfouten. Men kan zich een voorstelling maken van een eenvoudig soort dislocaties als men zich een deel van een roostervlak denkt dat tussen de andere roostervlakken is geschoven (op dezelfde wijze als een papiersnipper die tussen de bladen van een boek is gelegd). Aan de rand van dit tussengeschoven roostervlak is het kristal sterk gedeformeerd. Zijn in het kristal vreemde atomen aanwezig, dan begeven deze zich bij voorkeur naar deze plaatsen van sterke deformatie.

Dislocaties spelen een belangrijke rol bij de verklaring van vele eigenschappen der metalen [5]). Men moet echter ook bij niet-metallische stoffen met de mogelijkheid van het optreden van dislocaties rekening houden.

Fononen. Ten slotte nog kunnen door een kristal geluidsgolven lopen, waarbij uiteraard het rooster plaatselijk is gedeformeerd. De deformatie verplaatst zich door het rooster met geluidssnelheid. Men kan de geluidsenergie geconcentreerd denken in een betrekkelijk klein gebied (golfpakket) en noemt dit een „fonon" (een begrip dat analogie vertoont met het begrip „foton", als men dit laatste beschouwt als een pakket elektromagnetische energie).

Ook de warmtebeweging van de atomen kan men als een roosterstoring opvatten. Desgewenst kan men deze zien als een zwerm van fononen die, als de moleculen van een gas, zich door het kristal beweegt.

Het behoeft geen betoog dat, indien een aantal van de genoemde roosterfouten gecombineerd voorkomen, zij aanleiding geven tot gecompliceerde verschijnselen, die men niet gemakkelijk zou kunnen ontwarren. Men is er dan ook op uit, voor de studie van de roosterfouten en hun invloed op diverse eigenschappen zich zoveel mogelijk te bepalen tot gevallen waarbij men mag onderstellen dat slechts één bepaalde soort fouten de hoofdrol speelt.

Men kan zulke gevallen vaak kunstmatig doen ontstaan door uit te gaan van een zeer zuivere grondstof en deze een bewerking te doen ondergaan waarbij een bepaalde soort fouten optreedt. Deze bewerking kan bij voorbeeld hierin bestaan dat men een kleine hoeveelheid van een andere zuivere stof als verontreiniging toevoegt. Deze methode hebben verschillende onderzoekers met succes toegepast bij alkalihalogenides, die zich in allerlei opzichten bijzonder goed voor de bedoelde onderzoekingen lenen. Niet alleen kan men deze verbindingen betrekkelijk gemakkelijk in zuivere toestand bereiden, maar bovendien heeft men daarbij het voordeel te doen te hebben met stoffen met een eenvoudige kristalstructuur (éénwaardige ionen). Daar bovendien het ionenkarakter van de verbinding sterk op de voorgrond treedt, kan men, in verband met het feit dat de attractiekrachten tussen de ionen de eenvoudige wet van Coulomb volgen, voor de wisselwerking tussen de deeltjes berekeningen opzetten zonder dat deze te ingewikkeld worden.

Aan het gebruik van alkalihalogenides zijn nog andere voordelen verbonden. In de eerste plaats zijn ze doorzichtig, zodat bij voorbeeld hun spectrale

[3]) T. G. Castner en W. Känzig, Phys. Chem. Solids **3**, 178, 1957.

[4]) Terloops zij opgemerkt dat men de structuur van een glas ook anders kan beschrijven, nl. met de tegenwoordig bijna algemeen geaccepteerde theorie van de Si-O-netwerken (Zachariasen); zie b.v. J. M. Stevels, Philips techn. T. **13**, 271, 1951.

[5]) H. G. van Bueren, Roosterfouten en plastische deformatie van metalen, Philips techn. T. **15**, 266-278 en 301-310, 1953.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

doorlating gemakkelijk is waar te nemen. Bij gekleurde kristallen kan men op deze wijze de ligging van absorptiebanden in het spectrum vaststellen. Ook kan men in bepaalde gevallen door middel van zekere kunstgrepen (toevoeging van metaal, dat zich bij de roosterfouten afzet) bepaalde fouten, zoals dislocaties, onder de microscoop zichtbaar maken [6]). Verder bieden alkalihalogenides nog het voordeel dat sommige warmtebehandelingen, die in verband met het onderzoek nodig zijn, met succes kunnen worden uitgevoerd bij relatief lage temperaturen.

Weliswaar krijgt men op deze wijze kwantitatieve informatie over slechts één klasse van verbindingen en over een beperkt aantal soorten roosterfouten, maar indien men aldus tot een gedetailleerd inzicht is gekomen, kan dit daarna dienen als een uitgangspunt om de rol van roosterfouten bij meer gecompliceerde verbindingen, althans kwalitatief, te leren begrijpen.

In het volgende zal een en ander worden meegedeeld over onderzoekingen aan alkalihalogenides die het verband tussen bepaalde roosterfouten en het elektrische gedrag, met name de diëlektrische verliezen, betreffen.

Kristalbouw en roosterfouten bij alkalihalogenides

Wij zullen eerst een aantal der bij alkalihalogenides hypothetisch voorkomende soorten roosterfouten iets uitvoeriger bespreken en tevens de redenen opgeven op grond waarvan men tot het bestaan van deze fouten heeft moeten concluderen.

De alkalihalogenides kristalliseren in het kubische kristalsysteem. Zij hebben meestal een zogenaamde keukenzoutstructuur [7]). Elk alkali-ion is in het ideale rooster omgeven door zes halogeenionen en elk halogeenion door zes alkali-ionen.

Een ideaal uit ionen opgebouwd alkalihalogenidekristal is theoretisch een volmaakte isolator. In werkelijkheid vindt men echter dat, vooral bij hoge temperaturen, geleiding, en wel ionengeleiding, optreedt. Dit kan niet anders betekenen dan dat een aantal ionen hun voorgeschreven plaatsen in het rooster verlaten. Men kan zich voorstellen dat een ion een tussenroosterplaats inneemt en zich als interstitieel ion door het kristal verplaatst. Indien zich echter een ion op een tussenroosterplaats begeeft, moet er een onbezette plaats of vacature achter blijven. Reeds Frenkel (1926) heeft opgemerkt dat ook dergelijke vacatures aanleiding moeten kunnen geven tot ionengeleiding. Immers een naburig ion kan de vacature bezetten en daardoor zelf weer een onbezette plaats achterlaten. De vacature verplaatst zich dan door het rooster.

Dit soort roosterfouten (Frenkel-fouten genaamd) voldoet aan de — steeds te stellen — eis dat de elektroneutraliteit is gehandhaafd; immers in een gebied dat een aantal interstitiële ionen èn de bijbehorende vacatures omvat, is de ladingstoestand niet veranderd.

Het is a priori niet te zeggen welke ionen als interstitieel atoom kunnen fungeren. In principe zijn er dus twee mogelijkheden:

1) positief ion op tussenroosterplaats + onbezette plaats van positief ion,

2) negatief ion op tussenroosterplaats + onbezette plaats van negatief ion.

Er is nog een tweede combinatie van roosterfouten denkbaar, waarbij eveneens de elektroneutraliteit is gewaarborgd. Men kan zich namelijk voorstellen dat op een bepaalde plaats van het rooster een positief ion is weggenomen en op een andere plaats een negatief ion. Op deze wijze heeft men vacatures, zonder dat het nodig is aan te nemen dat atomen op tussenroosterplaatsen aanwezig zijn. De mogelijkheid van dit soort afwijkingen is het eerst geopperd door Schottky (1930).

Anderzijds kan men zich voorstellen dat ergens in het rooster een positief interstitieel ion aanwezig is en in de buurt daarvan een negatief interstitieel ion. Dit geeft twee nieuwe mogelijkheden:

3) onbezette positieve plaats + onbezette negatieve plaats (Schottky-fout),

4) positief tussenroosterion + negatief tussenroosterion.

Bij de verklaring van de ionengeleiding van zuivere alkalihalogenides heeft men dus de keuze tussen vier mogelijkheden. Men behoeft echter niet aan te nemen dat deze vier soorten afwijkingen tegelijkertijd aanwezig zijn. Het is bij voorbeeld gebleken dat men van vele bijzonderheden van deze geleiding rekenschap kan geven door aan te nemen dat bij zuivere alkalihalogenides uitsluitend Schottky-fouten voorkomen.

Nog andere mogelijkheden doen zich voor als men de in het vorige hoofdstuk aangestipte kunstgreep toepast, namelijk als men de (eenwaardige) alkalihalogenides verontreinigt met een kleine hoeveelheid van een tweewaardig metaal, b.v. door aan NaCl een weinig $CaCl_2$ toe te voegen. Indien deze toevoeging met niet te grote concentratie geschiedt, zullen de Ca^{2+}-ionen in het rooster worden opgenomen en daarbij de plaats van een Na^{+}-ion innemen. Indien niet tegelijkertijd iets anders gebeurde, zou hierdoor de elektroneutraliteit worden gestoord.

[6]) S. Amelinckx, Phil. Mag. (8) **1**, 269, 1956.

[7]) De verbindingen CsCl, CsBr en CsI hebben een afwijkende, hoewel ook kubische, structuur.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Men kan onderstellen dat de ladingsstoring wordt opgeheven doordat tevens een Cl^--ion op een tussenroosterplaats wordt opgenomen. Ook is echter mogelijk dat de Cl^--ionen slechts de hun toekomende roosterplaatsen bezetten, maar dat ergens een Na^+-ion ontbreekt. Onze lijst van roosterfouten kan dus als volgt worden uitgebreid:

5) tweewaardig positief ion + negatief tussenroosterion,

6) tweewaardig positief ion + onbezette positieve plaats.

Welke van deze twee mogelijkheden in werkelijkheid optreedt, zal in het vervolg nog blijken.

Ionengeleiding en diëlektrische verliezen in NaCl met toegevoegd $CaCl_2$

De nu te beschrijven onderzoekingen hebben betrekking op het zojuist gemelde geval van NaCl-kristallen waaraan $CaCl_2$ in geringe hoeveelheden (van de orde van 0,01 atoomprocent) was toegevoegd. Overeenkomstig het voorgaande zal ieder Ca^{2+}-ion gepaard moeten gaan met a) een interstitieel Cl^--ion of b) een Na^+-vacature. Uit onderzoekingen van het geleidingsvermogen [8]) was reeds gebleken dat de tweede mogelijkheid als de waarschijnlijkste moet worden beschouwd. Een „direct" bewijs vóór opvatting (b) leverde het nauwkeurige dichtheidsonderzoek van mengkristallen door Pick en Weber [9]). Zij vonden namelijk dat mengkristallen KCl-$CaCl_2$ bij toenemend $CaCl_2$-gehalte niet in dichtheid toenemen, zoals men zou moeten verwachten indien met het Ca-ion tevens een interstitieel Cl-ion werd ingebouwd. Integendeel nam met toenemend $CaCl_2$-gehalte de dichtheid af, hetgeen wijst op het ontstaan van vacatures.

Hoe staat het nu met het ionengeleidingsvermogen? Wij zagen reeds dat vacatures zich kunnen verplaatsen doordat een ion de lege plaats bezet en daardoor op zijn eigen plaats een vacature doet ontstaan. Een positief ion dat een lege plaats bezet, verplaatst zich daarbij gemiddeld in de richting van het veld. De beweging van de vacature is dan juist omgekeerd. De Na-vacatures gedragen zich dus alsof het negatief geladen deeltjes waren.

Is β de bewegelijkheid van de vacature (quotiënt van de gemiddelde snelheid $\bar{v}$ en de veldsterkte E), n de concentratie van de vacatures (quotiënt van aantal vacatures en volume van het kristal) en e de „lading" van de vacature (= elektronlading), dan is het geleidingsvermogen:

$$\gamma = n\,\beta\,e. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

De stroomdichtheid γE is namelijk: $nev = ne\beta E$.

Legt men een elektrisch wisselveld aan, dan zal, ten gevolge van de geleiding, de diëlektrische verschuiving D in faze achter zijn bij het veld. De elektrische stroom, die bij een ideale isolator 90° voor is bij het veld, krijgt dan een component die in faze is met het veld. Daardoor wordt er in iedere periode een hoeveelheid energie in het medium gedissipeerd, met andere woorden er treden diëlektrische verliezen op.

Voor een wisselveld $E = E_m \exp(j\omega t)$ kan men de gemiddelde verplaatsing $\bar{x}$ van een vacature direct opschrijven, immers

$$\bar{v} = \frac{d\bar{x}}{dt} = \beta E = \beta E_m \exp(j\omega t), \quad . \quad . \quad (2)$$

zodat

$$\bar{x} = \frac{\beta}{j\omega} E_m \exp(j\omega t) = -j\frac{\beta}{\omega} E. \quad . \quad . \quad (3)$$

De diëlektrische verschuiving $D = \varepsilon E$, met ε = diëlektrische constante, wordt gegeven door:

$$D = \varepsilon_1 E + n\,e\,\bar{x} = \varepsilon_1 E - j\frac{\gamma}{\omega} E. \quad . \quad (4)$$

Hierin is $\varepsilon_1 E$ de bijdrage van het „medium", dus de diëlektrische verschuiving in het ideale kristal (zonder vacatures). De diëlektrische constante ε is nu:

$$\varepsilon = \frac{D}{E} = \varepsilon_1 - j\frac{\gamma}{\omega}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Hierin bepaalt de imaginaire term, dus γ/ω, de diëlektrische verliezen.

Mag men nu aannemen dat in ons geval n gelijk is aan de concentratie van de toegevoegde Ca-ionen? Dat zou betekenen dat alle vacatures zich vrij konden bewegen. Wij zagen echter dat een Na-vacature zich gedraagt als een negatief deeltje. Het Ca-ion vertoont, wegens zijn dubbele lading, een plaatselijke overmaat van positieve lading. De vacature zal dus door het Ca-ion worden aangetrokken en de neiging hebben de plaats in te nemen van één der twaalf Na-ionen die het Ca-ion omgeven. De vacature heeft dan nog wel de vrijheid naar willekeur één van die twaalf plaatsen te bezetten, maar zij zal zich, althans bij lage temperaturen, niet gemakkelijk van het Ca-ion kunnen losmaken. Deze toestand is geschetst in *fig. 1*. In deze figuur stelt A een Ca-ion voor, B een aan dit ion gebonden vacature, en C een vrije vacature. Wij moeten onderstellen dat b.v. bij kamertemperatuur een groot aantal vacatures aan Ca-ionen gebonden zijn, zodat ze niet meer aan de gelijkstroomgeleiding kunnen deelnemen. Het

[8]) Zie b.v. H. W. Etzel en R. J. Maurer, J. chem. Phys. **18**, 1003, 1950.

[9]) H. Pick en H. Weber, Z. Phys. **128**, 409, 1950.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

belangrijkste probleem is nu: de verhouding te bepalen tussen het aantal vrije en het aantal gebonden vacatures. Een nadere beschouwing hiervan leidt tot vrij diepgaande theoretische gevolgtrekkingen, die wij hier iets uitvoeriger willen behandelen.

Het Ca-ion met een daaraan gebonden vacature gedraagt zich als een „dipool", die in een constant elektrisch veld kan worden gericht. Dit richten geschiedt niet ogenblikkelijk na het aanleggen van

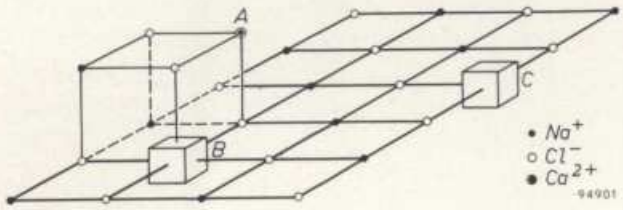

Fig. 1. Deel van een NaCl-rooster met ingebouwd Ca^{2+}-ion (A). B stelt een aan Ca^{2+} gebonden Na-vacature voor en C een vrije vacature.

het veld, maar het heeft een zekere tijd nodig. Evenals dit door Debye voor dipolen in vloeistoffen is gedaan, mag men aannemen dat het totale elektrische dipoolmoment zich gedraagt volgens een tijdfunctie

$$1 - \exp(-t/\tau).$$

Hierin is τ, de zg. relaxatietijd, een maat voor de „wrijving" die de dipool in het „medium" ondervindt. Hoe groter de wrijvingsweerstand, des te groter is τ. Atomair gezien, is in ons geval τ evenredig met de tijd die een Na-ion gemiddeld moet wachten voordat het gelegenheid krijgt naar een aangrenzende lege plaats te gaan, bij afwezigheid van een uitwendig veld [10]). Leggen we een wisselveld aan, dan zullen de dipolen onder invloed van dit veld periodiek van oriëntatie wisselen. In de eerste plaats heeft dit invloed op de diëlektrische constante van het kristal. De oriëntatie van de dipolen zal echter niet in faze zijn met het wisselveld, maar bij dit veld achterblijven. Er zal dus wederom een imaginaire bijdrage zijn tot de dielektrische constante, welke aanleiding geeft tot diëlektrische verliezen.

Voor de diëlektrische constante ε van een medium dat diëlektrische verliezen vertoont, kan men stellen:

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'', \quad \ldots\ldots \quad (7)$$

waarbij ε' en ε'' beide positief zijn. Volgens de klassieke theorie van Debye is:

$$\varepsilon' = \varepsilon_1 + \frac{a}{1+\omega^2\tau^2}, \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

$$\varepsilon'' = \frac{\gamma(0)}{\omega} + \frac{a\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}, \quad \ldots \quad (9)$$

$$\gamma = \varepsilon''\omega = \gamma(0) + \frac{a\omega^2\tau}{1+\omega^2\tau^2}. \quad \ldots\ldots \quad (10)$$

Hierin is γ thans het wisselstroomgeleidingsvermogen, en

$$\gamma(0) = n_v \beta e \quad \ldots\ldots \quad (10a)$$

het (boven met γ aangeduide) gelijkstroomgeleidingsvermogen (geleidingsvermogen bij frequentie nul), dat te danken is aan de vrije vacatures, met concentratie n_v.

De constante a is evenredig met de concentratie n_d der dipolen (gebonden vacatures). Volgens de theorie van Debye is

$$a = \frac{n_d p^2}{3kT}, \quad \ldots\ldots \quad (11)$$

waarin k de constante van Boltzmann voorstelt en p het dipoolmoment. Is d de Na-Na-afstand in het rooster en dus ook de afstand van het Ca-ion tot een naburige Na-vacature, dan mag men stellen:

$$p = e\,d. \quad \ldots\ldots \quad (12)$$

De vergelijkingen (8), (9) en (10) kunnen ieder op zichzelf dienen om het diëlektrische gedrag van het kristal te beschrijven. Men kan ook de verlieshoek δ invoeren, waarvoor geldt:

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \approx \frac{\gamma(0)}{\varepsilon_1\omega} + \frac{a}{\varepsilon_1}\frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}, \quad \ldots \quad (13)$$

Hierbij is de van ω afhankelijke term in ε' verwaarloosd, hetgeen geoorloofd is, aangezien in ons geval $a/\varepsilon_1 \ll 1$. Het gedrag van tg δ is dus bij benadering hetzelfde als dat van ε''.

In *fig. 2* is het theoretische verloop van tg δ als functie van $f = \omega/2\pi$ uitgezet in een dubbellogaritmisch diagram. Daarbij is de bijdrage van de eerste term, die van de vacatures afkomstig is, afzonderlijk getekend (een rechte lijn die onder 45° helt) en ook die van de tweede term, die de invloed van de dipolen voorstelt (een symmetrische kromme). Het maximum van deze term wordt bereikt voor $\omega\tau = 1$, zodat $\omega_{max} = 2\pi f_{max} = 1/\tau$.

[10]) Voor de berekening van τ, zie: Y. Haven en J. H. van Santen, Dielectric relaxation of lattice defects in crystals, Nuovo Cimento, verschijnt binnenkort.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

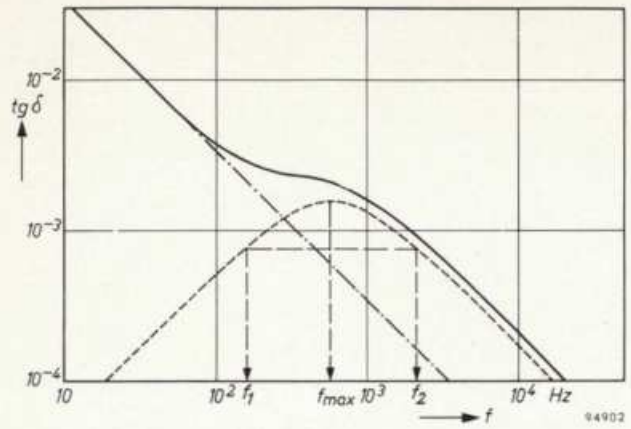

Fig. 2. Theoretisch verloop van tg δ bij een kristal dat geleiding door vrije vacatures en dipolen vertoont. De streepstippellijn stelt de bijdrage der vrije vacatures voor en de stippellijn die der dipolen. De laatste kromme is symmetrisch ten opzichte van f_{max}, de frequentie van het maximum. Bij f_1 en f_2 is de ordinaat de helft van die in het maximum. Een maat voor de „breedte" van het maximum is $\log f_2/f_1$. Deze bedraagt in het theoretische geval 1,14.

Wij willen nu nagaan in hoeverre het gedrag van de mengkristallen NaCl-$CaCl_2$ past in de boven geschetste theorie. Daartoe is in *fig. 3* de gemeten waarde van tg δ dubbellogaritmisch uitgezet tegen de frequentie f [11]).

Wij zien dat tg δ inderdaad het verwachte gedrag vertoont zodra een kleine hoeveelheid $CaCl_2$ aan NaCl is toegevoegd, terwijl bij zuiver NaCl (onderste kromme in fig. 3) het bedoelde gedrag niet optreedt. Verder is te zien dat met toenemend $CaCl_2$-gehalte de verliezen toenemen.

Vergelijken wij de krommen voor 0,03 resp. 0,14 mol% $CaCl_2$, dan zien we dat de knik zich met toenemende concentratie verticaal naar boven verplaatst. Dit is een steun voor onze onderstelling dat het gevonden gedrag van dipolen afkomstig is. Een tweede steun voor deze opvatting is het feit dat de breedte van de kromme die de bijdrage der dipolen voorstelt, nagenoeg overeenkomt met de theoretische verwachting. In werkelijkheid is de gevonden breedte 1,2 tot 1,3 maal de verwachte breedte. Dit moet vermoedelijk worden toegeschreven aan bijeffecten, die in de eenvoudige theorie zijn verwaarloosd.

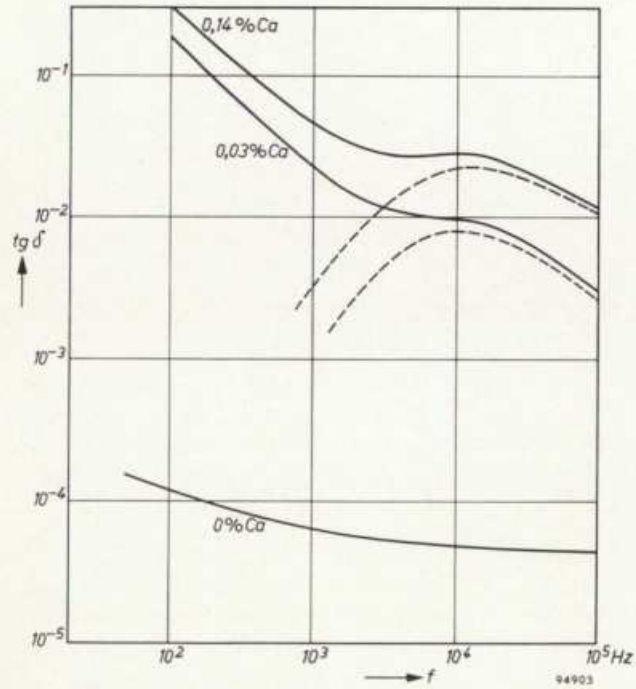

Fig. 3. Gemeten verloop van tg δ in NaCl en in mengkristallen NaCl-$CaCl_2$. De verhouding Ca/Na in procenten is aangegeven.

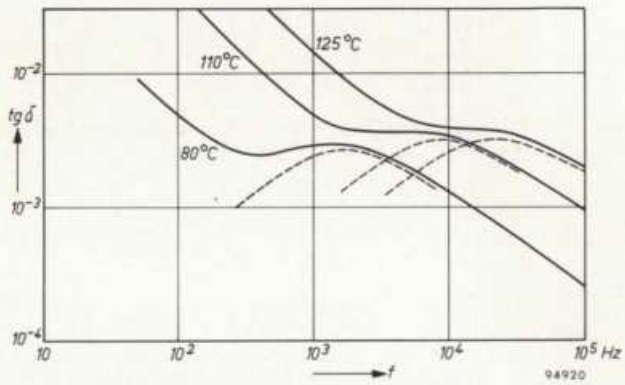

Fig. 4. Verloop van tg δ in een mengkristal NaCl-$CaCl_2$, voor verschillende temperaturen. De stippellijnen stellen de bijdrage der dipolen voor.

In *fig. 4* kan men zien hoe, bij een bepaalde $CaCl_2$-concentratie, de verliezen zich gedragen als functie van de temperatuur. Het maximum van de gestippelde kromme (bijdrage der dipolen) verplaatst zich met toenemende temperatuur naar rechts, dus naar hogere frequenties. Aangezien $\omega_{max} = 1/\tau$, betekent dit dat met stijgende temperatuur τ afneemt, en dus de bewegelijkheid van de dipool toeneemt, zoals te verwachten was. De hoogte van het maximum (bepaald door de waarde van a, dus van n_d) neemt ook iets toe. Hierop komen we nog terug.

Op grond van het boven geschetste beeld zou men nu moeten verwachten dat de som van de concentratie n_v der vrije vacatures en de concentratie n_d der dipolen gelijk is aan de concentratie n_{Ca} der aan het kristal toegevoegde Ca-ionen:

$$n_v + n_d = n_{Ca}.$$

Men mag vrijwel zeker aannemen dat dit bij hoge temperaturen (ca. 1000 °K) het geval zal zijn.

[11]) Y. Haven, Dielectric losses of sodium chloride crystals, J. chem. Phys. **21**, 171-172, 1953. Zie ook Y. Haven, Diëlektrische verliezen van kristallen, Chem. Weekbl. **51**, 15-20, 1955.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Dan kunnen n_v en n_d in principe worden bepaald uit het chemische evenwicht:

$$\text{vrij } Ca^{2+} + \text{vrije vacature} \rightleftarrows \text{gebonden vacature.}$$

Voor deze reactie geldt ook de wet van Guldberg en Waage:

$$\frac{n_v^2}{n_d} = K, \quad \ldots\ldots \quad (14)$$

waarbij K een constante is, die echter nog afhangt van de temperatuur. Men heeft:

$$\ln K = C - \frac{q}{kT}, \quad \ldots\ldots \quad (15)$$

waarin q de „dissociatie-energie" per dipool voorstelt en C weer een constante. Met toenemende temperatuur neemt K dus toe. Voert men de berekening uit voor $T = 1000$ °K, dan vindt men $n_v/n_{Ca} \approx 0{,}8$. De meeste vacatures zijn dus bij deze temperatuur vrij.

Stellen we $n_{Ca} = c$ en $c/K = z$, en voeren we de „dissociatiegraad" $\alpha = n_v/c$ in, dan krijgt vergelijking (14) de vorm:

$$\frac{\alpha^2 z}{1-\alpha} = 1. \quad \ldots\ldots \quad (14a)$$

Hieruit volgt:

$$\frac{n_v}{K} = \alpha z = -\tfrac{1}{2} + \sqrt{z + \tfrac{1}{4}} \quad \ldots\ldots \quad (16)$$

en

$$\frac{n_d}{K} = (1-\alpha)\, z = z + \tfrac{1}{2} - \sqrt{z + \tfrac{1}{4}}. \quad \ldots\ldots \quad (17)$$

Voor de functie (16) geldt: voor $z \ll \frac{1}{4}$ is $\alpha z \approx z$, en voor $z \gg \frac{1}{4}$ is $\alpha z \approx \sqrt{z}$. Voor de functie (17) geldt: voor $z \ll \frac{1}{4}$ is $(1-\alpha)z \approx z^2$, en voor $z \gg \frac{1}{4}$ is $(1-\alpha)z \approx z$. Beide functies zijn in *fig. 5* getekend. In deze figuur is ook een kromme getekend die het verloop van α als functie van z aangeeft. Voor $z \ll \frac{1}{4}$ is $\alpha \approx 1 - z$, en voor $z \gg \frac{1}{4}$ is $\alpha \approx 1/\sqrt{z}$. Voor $z \to \infty$ nadert α langzaam tot nul. Hieruit zien we dat voor hoge temperatuur (grote K) en niet te grote c, de waarde van α tot 1 nadert en dus $n_v \approx n_{Ca}$. De dissociatie is dan nagenoeg compleet. Voor lage temperatuur (kleine K) en grote c is $1 - \alpha \approx 1$ en dus $n_d \approx n_{Ca}$, hetgeen betekent dat er nagenoeg volledige associatie is.

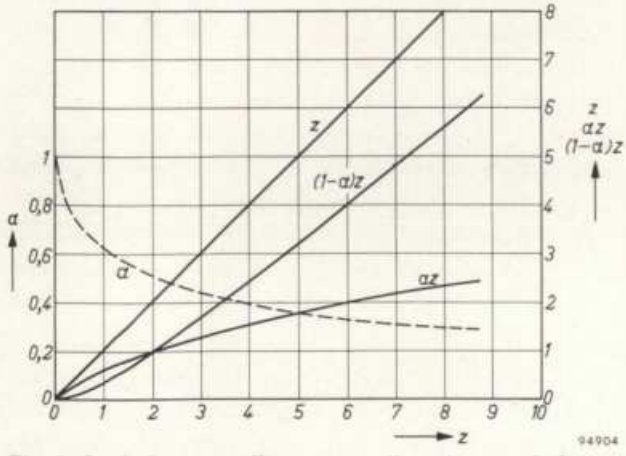

Fig. 5. Grafische voorstelling van αz, $(1-\alpha)z$ en α als functie van $z = c/K$, ter illustratie van het chemische dissociatie-evenwicht $\alpha^2 c/(1-\alpha) = K$.

Heeft men op deze wijze een schatting gemaakt van n_v (waarbij een hoge nauwkeurigheid niet vereist en ook niet mogelijk is), dan kan men uit het gelijkstroomgeleidingsvermogen $\gamma(0) = n_v \beta e$ de bewegelijkheid β der vrije vacatures afleiden. Natuurlijk hangt β, evenals $\gamma(0)$, in sterke mate van de temperatuur af.

Bij lage temperaturen, b.v. ca. 100 °C, waarbij onze proeven zijn gedaan, is men niet meer zo zeker dat aan de bovengenoemde voorwaarde $n_v + n_d = n_{Ca}$ voldaan is en het genoemde evenwicht een juist beeld geeft van de toestand in het kristal. Men kan dan echter langs onafhankelijke wegen tot de kennis van n_v en n_d komen.

Onderstelt men dat formule (11) juist is, dan kan men n_d bepalen uit de waarde van a, dus uit het verloop van tg δ.

Verder geldt dat, terwijl men bij hoge temperaturen n_v min of meer bekend mocht onderstellen en uit de gemeten waarde van $\gamma(0)$ het verloop van β bij die temperaturen kon afleiden, men omgekeerd bij lage temperaturen n_v kan afleiden uit de bij die temperaturen gemeten waarde van $\gamma(0)$, die men, als steeds, vindt door ω tg δ naar $\omega = 0$ te extrapoleren. Voor de afleiding van n_v is dan echter nodig dat men tevens de waarde van β bij lage temperaturen kent. Nu kan het bij hoge temperaturen gemeten verband tussen β en T worden voorgesteld door een empirische formule van de gedaante:

$$\beta = \frac{A}{T} \exp\left(-\frac{B}{T}\right). \quad \ldots\ldots \quad (18)$$

Men kan een schatting maken van de waarde van β bij lage temperaturen door de formule naar deze temperaturen te extrapoleren.

Meer dan een schatting krijgt men op deze wijze niet: de waarden van A en B die door verschillende onderzoekers worden opgegeven, lopen vrij sterk uiteen, zodat de extrapolatie naar lage temperaturen met een vrij grote onzekerheid is behept. In *tabel I*

Tabel I. Waarden van A en B in formule (18) volgens diverse onderzoekers en de daaruit volgende waarden van β bij 1000 °K en 383 °K [12]). De grootheid ν stelt de uit β afgeleide sprongfrequentie van Na^+ naar een vrije vacature (bij 383 °K) voor.

Onderzoeker	A	B	β (m^2/Vs)		ν
			1000 °K	383 °K	
Etzel-Maurer	1,96	9860	$10{,}5\times10^{-8}$	$3{,}4\times10^{-14}$	$3{,}5\times10^{3}$
Lidiard	2,12	9750	12,8	5,2	5
Bean	0,46	9050	5,5	7,1	7
Haven	0,225	8360	5,2	20	21

[12]) Y. Haven, Concentration and association of lattice defects in NaCl, Rep. Conf. on defects in crystalline solids (Bristol 1954), 1955, blz. 261-272.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vindt men de waarden van A en B volgens verschillende onderzoekers, alsmede de waarden van β (eenheid (m/s)/(V/m) = m²/Vs) die hieruit volgen voor $T = 1000$ °K en 383 °K.

Men ziet dat bij 1000 °K de waarden van β slechts ongeveer een factor 2 uiteenlopen en bij 383 °K ongeveer een factor 6.

In *tabel II* vindt men in de tweede kolom het met onze eigen gegevens uit $\gamma(0)$ en β berekende aantal vrije Na-vacatures per Na^+-ion (n_v/n_{Na}), als functie van het in de eerste kolom vermelde totale aantal Ca^{2+}-ionen per Na^+-ion (n_{Ca}/n_{Na}). In de derde kolom is het uit de diëlektrische verliezen berekende aantal dipolen (n_d/n_{Na}) vermeld.

Tabel II. Aantal vrije en gebonden vacatures per Na^+-ion in mengkristallen NaCl-$CaCl_2$, als functie van het totale aantal Ca^{2+}-ionen per Na^+-ion. De getallen tussen haken geven het percentage ten opzichte van Ca^{2+} aan.

Ca^{2+}/Na^+	vrije vac./Na^+		gebonden vac./Na^+	
$0{,}6\times10^{-4}$	$0{,}003\times10^{-4}$	(0,5)	$0{,}08\times10^{-4}$	(13)
1,0	0,016	(1,6)	0,16	(16)
1,7	0,028	(1,7)	0,60	(35)
2,5	0,043	(1,7)	0,9	(36)
3,6	0,07	(2,0)	1,5	(42)
5,2	0,11	(2,1)	3,2	(60)
9	0,13	(1,5)	3,0	(33)
17	0,19	(1,1)	6,2	(36)
27	0,3	(1,1)	6,7	(25)

In *fig. 6* zijn de waarden van n_v/n_{Na} en n_d/n_{Na} uit tabel II uitgezet tegen n_{Ca}/n_{Na}. De waarden van n_v/n_{Na} zijn daarbij met 10 vermenigvuldigd, eensdeels om de punten duidelijker te doen uitkomen, anderdeels om rekening te houden met de mogelijkheid dat de door ons bij de berekening gebruikte waarden van β te groot zijn (zie tabel I). De som $n_d/n_{Na} + 10\, n_v/n_{Na}$ is aangegeven met een stippellijn. Men mag aannemen dat de waarde van $(n_v + n_d)/n_{Na}$ die uit de waarnemingen volgt, gelegen is tussen deze stippellijn en de getrokken kromme voor n_d/n_{Na}.

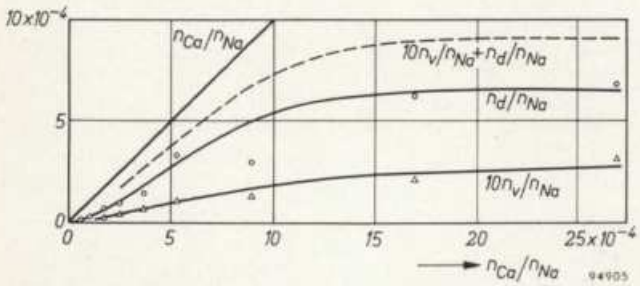

Fig. 6. De aan tabel II ontleende waarden van n_d/n_{Na} en n_v/n_{Na} (de laatste $\times 10$) uitgezet tegen n_{Ca}/n_{Na}. Deze krommen moeten vergeleken worden met de theoretische krommen van fig. 5. Het horizontaal worden bij hoge Ca-concentraties wijst op uitkristalliseren van $CaCl_2$.

Indien de toestand volledig beantwoordde aan het boven onderstelde evenwicht, zou men voor $(n_v + n_d)/n_{Na}$ een 45°-lijn moeten vinden. Wij zien dat, voor $n_{Ca}/n_{Na} > 5\times10^{-4}$, de gevonden waarden 20-40 procent onder die lijn blijven en bij hogere concentraties zelfs vrijwel constant worden.

Dit laatste is zeer waarschijnlijk daaraan toe te schrijven dat bij deze concentraties de oplosbaarheidsgrens van $CaCl_2$ in vast NaCl is overschreden. Het overtollige $CaCl_2$ kristalliseert dan uit. In analoge gevallen, namelijk bij NaCl waaraan $PbCl_2$ of $CdCl_2$ was toegevoegd, heeft men, dank zij het grotere verschil in brekingsindex, dit uitkristalliseren kunnen waarnemen in de vorm van een opalescentie (melkachtig worden) van het kristal.

Beperken wij ons tot de kleinere concentraties ($n_{Ca}/n_{Na} > 5\times10^{-4}$), dan zou men het gevonden verloop van n_v en n_d gaarne willen vergelijken met de theoretische krommen van fig. 5. Dit is echter niet goed mogelijk, enerzijds wegens de onzekerheid in n_v en anderzijds wegens de onbekende waarde van de reactieconstante K bij lage temperatuur.

Dat de gevonden waarden van n_v en n_d kleiner zijn dan aan $n_v + n_d = n_{Ca}$ zou beantwoorden, is op zichzelf nog geen bewijs dat het evenwicht, dat we bij hoge temperatuur mochten onderstellen, bij lage temperatuur niet geldt. Het is wel denkbaar dat de werkelijke waarden van n_v en n_d groter zijn dan de uit de waarnemingen afgeleide waarden. Wat n_d betreft, kan men denken dat in formule (11) voor het dipoolmoment p een kleinere waarde moet worden ingezet dan de waarde ed uit (12). Het is namelijk mogelijk dat de Ca-ionen in hun holten een weinig naar de Na-vacatures toe worden getrokken, zodat de arm van de dipool kleiner wordt dan d. Neemt men niet aan dat de te kleine afgeleide waarden van n_v en n_d geheel aan een dergelijk effect toe te schrijven zijn, dan moet men besluiten dat er bij lage temperaturen nog andere combinaties van Ca^{2+}-ionen en vacatures mogelijk zijn (hogere complexen), die niet bijdragen tot de diëlektrische verliezen. De reeds gesignaleerde toeneming van $(\mathrm{tg}\,\delta)_{max}$ met toenemende temperatuur (fig. 4) zou hierop kunnen wijzen: bij hogere temperatuur dissociëren deze hogere complexen.

In dit verband moet er nog op gewezen worden dat het denkbaar is dat de boven besproken verkleining van de afstand van het Ca^{2+}-ion tot de vacature zover gaat dat deze afstand gereduceerd wordt tot $\frac{1}{2}d$. In dit geval is het Ca^{2+}-ion interstitieel geplaatst tussen twee Cl^--ionen, zoals getekend in *fig. 7*. Men kan dit ook beschouwen als een $CaCl_2$-molecuul dat twee „moleculen" NaCl heeft vervangen, waardoor nu aan weerszijden van het Ca-ion

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een vacature is ontstaan. Het is duidelijk dat deze configuratie in 't geheel geen dipoolmoment heeft.

Ook is het nog denkbaar dat er hogere complexen bestaan die wèl een dipoolmoment hebben, en dan ook tot de verliezen bijdragen, maar waarbij de

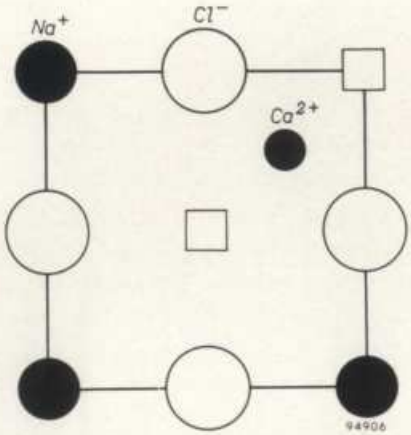

Fig. 7. Plaatsing van een Ca^{2+}-ion interstitieel tussen twee Cl^--ionen. De vierkantjes zijn Na-vacatures. Deze configuratie heeft geen dipoolmoment.

relaxatietijd τ verschilt van die welke voor de simpele dipolen geldt, zodat ω_{max} (fig. 2) een andere waarde heeft. Inderdaad komen in sommige bij lage temperaturen gemeten verlieskrommen aanduidingen voor van extra maxima buiten het door de dipolen veroorzaakte hoofdmaximum.

Ten slotte zij vermeld, dat men ook bij zilverhalogenides, b.v. bij mengkristallen $AgBr\text{-}CdBr_2$, concentraties n_d heeft gevonden die aanzienlijk lager waren dan de concentratie der vreemde ionen, namelijk ca. 40 procent daarvan, indien het dipoolmoment gelijk aan ed gesteld wordt [13]).

Het mechanisme van de beweging der vacatures

Zoals wij boven zagen, geschiedt zowel in zuiver NaCl als in mengkristallen van NaCl en $CaCl_2$ de ionengeleiding doordat Na-ionen zich verplaatsen naar naburige vacatures en daarbij zelf een lege plaats achterlaten. Bij de wisselstroomgeleiding in $NaCl\text{-}CaCl_2$ dragen ook die vacatures tot de geleiding bij die gelegen zijn naast een Ca-ion, en dan is het Na-ion dat deze vacatures vullen gaat ook een van de positieve buurionen van het Ca-ion.

Men kan zich nu afvragen langs welke weg een Na-ion, hetzij „vrij" of „gebonden", door het rooster naar een naburige Na-vacature gaat. In elk geval moet het Na-ion zich tussen de omgevende Cl-ionen door wringen, d.w.z. het moet over een potentiaalbarrière (plaats van hogere potentiële energie) heen. Hiertoe is een zekere activeringsenergie nodig, die het uit de warmtebeweging kan putten.

Een Na-ion is in het rooster omgeven door zes Cl-ionen, die de hoekpunten vormen van een octaëder. In *fig. 8* is deze octaëder perspectivisch voorgesteld. De Cl-ionen *A* en *B* liggen in een vlak evenwijdig aan het vlak van tekening (een 110-vlak van het rooster, diagonaalvlak van een elementaire kubus), de ionen *C*, *D*, *E* en *F* voor en achter dit vlak op $\frac{1}{2}$ Cl-Cl-afstand. Er zijn nog twee Cl-ionen getekend, namelijk *G* en *H*, eveneens in het eerstgenoemde vlak.

Bij *K* bevindt zich een Na-ion en bij *L* een vacature. Het Na-ion kan zich naar de vacature begeven, hetzij rechtlijnig via het punt *1* (in het 110-vlak midden tussen *C* en *D* gelegen), hetzij volgens een gebroken lijn via de punten *2* (midden tussen drie Cl-ionen) en *3* (midden tussen vier Cl-ionen), of ook langs een baan die tussen deze uitersten gelegen is, b.v. via het punt *4*, dat even ver ligt van *M* als het punt *K*. Om te beoordelen welke van deze banen het meest waarschijnlijk is, moet men voornamelijk rekening houden met de volgende bijdragen tot de potentiële energie:

1) de coulombenergie,
2) de polarisatie-energie,
3) de afstotingsenergie.

Het is nog niet gelukt de absolute hoogte van de potentiaalbarrière voor de diverse banen te berekenen, doch de boven besproken metingen van de

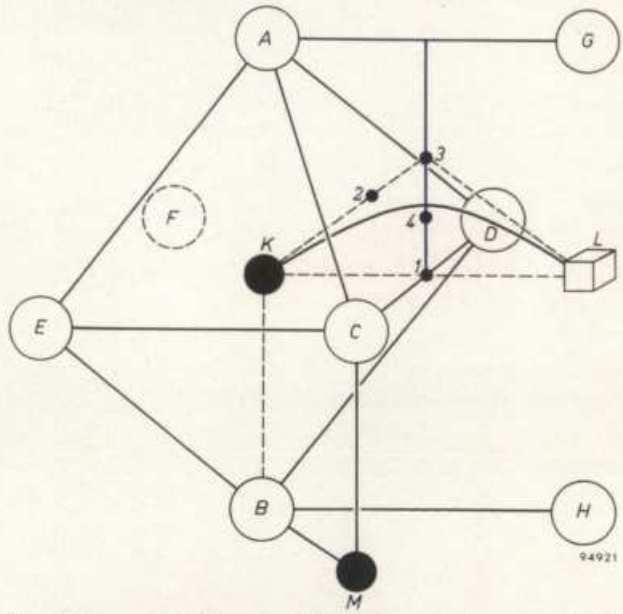

Fig. 8. Perspectivische voorstelling van een deel van een NaCl-kristal, met een 110-vlak (kubus-diagonaalvlak) evenwijdig met het vlak van tekening. *A* tot *H* stellen Cl-ionen voor, *K* een Na-ion, *L* een vacature, *M* een Na-ion dat vervangen kan zijn door een Ca-ion. Mogelijke banen van een Na-ion (via *1*, via *2* en *3*, en tussen *3* en *4*) zijn aangegeven.

[13]) J. Teltow en G. Wilke, Naturwiss. **41**, 423, 1954.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

diëlektrische verliezen en het elektrische geleidingsvermogen veroorloven enkele kwalitatieve uitspraken te doen.

Ons interesseert daarbij in de eerste plaats het verschil tussen de sprong naar een vrije en die naar een gebonden vacature. De belangrijkste factor is hier de afstoting die het springende Na-ion van de extra positieve lading op Ca^{2+} ondervindt, dus het verschil in de bijdrage van de coulombenergie ten gevolge van de aanwezigheid van Ca^{2+}.

In de figuur is bij *M* een Na-ion aangegeven dat eveneens op een $\frac{1}{2}$ Cl-Cl-afstand of $\frac{1}{2}$ Na-Na-afstand vóór het vlak van tekening ligt. Dit ion vervangen wij nu in gedachten door Ca^{2+}. Dit geeft een coulombbijdrage tot de potentiële energie, waarvan het bedrag voor de in de figuur aangegeven punten hieronder is vermeld:

K of *L*	*1*	*2*	*3*	*4*	
3,592	4,165	3,326	3,064	3,592	eV

Dit geeft dus een verandering van de vereiste activeringsenergie:

1	*2*	*3*	*4*	
+0,57	−0,27	−0,53	0	eV

De werkelijke bedragen zijn vermoedelijk kleiner, doordat de polarisatie-energie een compenserende invloed heeft, maar men mag veilig aannemen dat door de aanwezigheid van het Ca de reeds moeilijke weg via *1* nog moeilijker en die via *2* en *3* gemakkelijker wordt.

Min of meer in overeenstemming hiermee is wat de waarnemingen ons leren over de sprongfrequenties. Men kan voor de sprongfrequentie van Na^+ naar een gebonden vacature bij 110 °C de waarde 40×10^3 per sec afleiden. Aan de andere kant kan men ook uit β een waarde afleiden voor de sprongfrequentie ν naar een vrije vacature [14]). Men vindt hiervoor de in tabel I vermelde waarden, variërend van $3{,}5 \times 10^3$ tot 21×10^3 per sec.

De vergelijking der bovengenoemde waarden voor de sprongfrequenties, hoe onvolkomen ook, wijst erop dat de potentiaalbarrière door de aanwezigheid van Ca^{2+} verlaagd is. Men zal zich moeten voorstellen dat de gunstigste baan voor het Na^+ een gebogen baan is die b.v. tussen de punten *3* en *4* door gaat. Dit geldt dan zowel voor de sprong naar een vrije als voor die naar een gebonden vacature, omdat men niet kan verwachten dat het parcours door de aanwezigheid van Ca^{2+} sterk wordt gewijzigd.

[14]) De sprongfrequenties van de gebonden en de vrije vacatures zelf zijn resp. 4 maal en 12 maal zo groot, in verband met het in beide gevallen beschikbare aantal Na^+-buren.

Ionengeleiding in zilverhalogenidekristallen

In verband met de boven besproken resultaten willen we in het kort nog enkele gegevens betreffende zilverhalogenides vermelden. Daar dit ook éénwaardige verbindingen zijn, is men op het eerste gezicht geneigd te menen dat hier de geleiding op dezelfde wijze plaats vindt als bij de alkalihalogenides, namelijk door middel van vrije vacatures (Schottky-fouten). Inderdaad worden soortgelijke resultaten als bij de alkalihalogenides verkregen als men Ag-halogenides verontreinigt met Cd-halogenide. Daarbij wordt een Ag^+-ion vervangen door Cd^{2+} en ontstaan Ag^+-vacatures, die geleiding veroorzaken. In de zuivere halogenides AgCl en AgBr treedt echter een andere combinatie van roosterfouten bij voorkeur op, namelijk de Frenkel-fouten, en wel in die zin, dat hier Ag-vacatures gepaard gaan met interstitieel geplaatste Ag-ionen (geval (1) van het hoofdstuk over roosterfouten bij alkalihalogenides). Ook in dit geval kunnen natuurlijk de vacatures een geleiding veroorzaken. Echter dragen ook de interstitiële atomen tot de geleiding bij. Daar deze ongeveer vier maal zo bewegelijk zijn als de vacatures, is de geleiding in de zuivere verbindingen in hoofdzaak aan de interstitiële atomen te danken.

De geleiding door interstitiële atomen is een indirect effect. Men moet zich voorstellen dat een interstitieel atoom een normaal roosteratoom verdringt en zijn plaats gaat innemen, en dat daarbij het andere atoom naar een tussenroosterplaats gedreven wordt, waarna het spel zich kan herhalen.

De laatste conclusie heeft men getrokken door de constante der zelfdiffusie van Ag in het kristal te vergelijken met zijn bijdrage tot het ionengeleidingsvermogen.

Kleurcentra in mengkristallen NaCl-$CaCl_2$

Wij willen ten slotte, terugkomend op de reeds uitvoerig bekeken mengkristallen NaCl-$CaCl_2$, nagaan wat er gebeurt als in deze kristallen, behalve de reeds bestaande vacatures, nog andere roosterfouten worden teweeggebracht, namelijk kleurcentra.

Als men een zuiver alkalihalogenidekristal verhit in de damp van het bijbehorende alkalimetaal, b.v. een NaCl-kristal in Na-damp of een KCl-kristal in K-damp, dan ziet men dat het oorspronkelijk heldere kristal gekleurd wordt. KCl b.v. wordt paars en vertoont in zijn absorptiespectrum een absorptieband in het groen.

Overeenkomstig een reeds in 1935 door J. H. de Boer uitgesproken vermoeden, onderstelt men dat een K-atoom zich als ion tegen het kristal aanlegt en zich verenigt met een Cl-ion dat uit het rooster naar

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

buiten diffundeert. Het elektron van het K-atoom begeeft zich naar de vacature die door het uittreden van het Cl-ion is ontstaan. Dit elektron, dat aanleiding geeft tot de absorptieband, wordt een kleurcentrum (F-centrum) genoemd [15]). Daarbij is het voorlopig nog onzeker of het elektron zich bevindt in het midden van de vacature (Mott) of dat het zich min of meer verenigt met de positieve ionen die de vacature omgeven (De Boer). Dat de werkelijkheid meer aan de laatste opvatting beantwoordt, is o.a. bevestigd door het onderzoek der paramagnetische resonantie van F-centra in alkalihalogenidekristallen [16]).

Men kan kleurcentra ook doen ontstaan door het kristal bij hoge temperatuur in een sterk elektrisch veld aan elektrolyse te onderwerpen. De elektronen die in het rooster moeten treden voor de vorming van kleurcentra, zijn in dit geval rechtstreeks afkomstig van de negatieve elektrode.

Als men de reeds eerder besproken mengkristallen van NaCl en $CaCl_2$ in Na-damp verhit, kan er, behalve de vorming van kleurcentra, een reductie van de tweewaardige Ca-ionen (Ca^{2+}) tot éénwaardige ionen (Ca^{+}) plaatsvinden. In aansluiting op het boven meegedeelde over zuivere alkalihalogenides kan men dit zien als een proces waarbij elektronen in het kristal worden gebracht, terwijl sommige elektronen zich nu niet naar een Cl-vacature begeven, maar zich vasthechten aan een Ca^{2+}-ion. Er zij hier echter opgemerkt dat het merendeel der elektronen eerst wel een plaats vindt in de Cl-vacatures en dus de gewone kleurcentra vormt. Pas als men bij lagere temperaturen het aldus behandelde kristal met licht in de absorptieband der kleurcentra bestraalt, krijgt men een groot aantal eenwaardige Ca^{+}-ionen. Men mag dit zo zien dat bij bestraling in de F-band het elektron in de vacature op een hoger energieniveau wordt gebracht en ten gevolge daarvan zich los kan maken van de binding aan de vacature. Het gaat zich dan min of meer vrij door het rooster bewegen. Ontmoet het daarbij een Ca^{2+}-ion, dan verenigt het zich hiermee.

Zeer fraai kan men dit verschijnsel demonstreren in het analoge geval van KCl met toegevoegd $SrCl_2$. Ook hier worden (door verhitting in K-damp) primair F-centra gevormd, waardoor, zoals reeds eerder vermeld, het kristal paars wordt. Na afkoeling vindt bij bestraling met groen licht een kleuromslag naar rood plaats onder vorming van een nieuwe absorptieband in het blauw, hetgeen wijst op een iets sterkere binding. Deze absorptie is toe te schrijven aan de vorming van Sr^{+}-ionen die men kan opvatten als een complex Sr^{2+} + elektron, dat in het rooster is ingebed.

Dit verschijnsel van de reductie van tweewaardige tot eenwaardige ionen staat in zeker verband met het verschijnsel der geleide en „geïnduceerde" valentie [17]). In het boven omschreven geval hadden we te doen met tweewaardige ionen die toegevoegd worden aan een rooster van eenwaardige ionen. Men kan zich nu afvragen hoe het gaat als omgekeerd éénwaardige ionen worden toegevoegd aan een rooster van tweewaardige ionen, b.v. Li_2O aan NiO. Men zou zich kunnen voorstellen dat ook hier de elektroneutraliteit werd hersteld door middel van vacatures, nl. O-vacatures. Het blijkt in dit geval echter energetisch gunstig te zijn als voor elk toegevoegd Li^{+}-ion tegelijkertijd een Ni^{2+}-ion wordt geoxydeerd tot Ni^{3+}. De roosterfouten die hier voor de dag komen, bestaan dus in de vervanging van twee Ni^{2+}-ionen door een éénwaardig en een driewaardig ion.

De oorzaken van het verschillend gedrag van de twee soorten mengkristallen, NaCl-$CaCl_2$ en NiO-Li_2O, kan men als volgt omschrijven. Het elektron dat het Ca^{2+}-ion tot Ca^{+} reduceert, is weliswaar iets sterker aan het Ca^{2+} gebonden dan in een F-centrum, maar het zeer grote aantal realiseringsmogelijkheden van het tweede geval, de combinatie Ca^{2+} + Na-vacature + F-centrum, vergeleken met het eerste geval, Ca^{+}, doet de balans ten gunste van het tweede geval doorslaan („entropiewinst" weegt op tegen „energiewinst"). De energiewinst bij binding aan Ca^{2+} is daarbij nog extra klein doordat bij de binding polarisatie-energie verloren gaat.

In het systeem NiO-Li_2O daarentegen is het voordelig een elektron aan Ni^{2+} te onttrekken, omdat de polarisatie-energie hier meewerkt en bovendien de vergelijking van de mogelijkheden $2Li^{+} + 2Ni^{3+}$ tegenover $2Li^{+}$ + O-vacature voor de eerste mogelijkheid een entropiewinst oplevert.

Slotopmerking

Door de boven beschreven onderzoekingen is men gekomen tot een kwantitatief inzicht in een aantal verschijnselen, die men moet toeschrijven aan de aanwezigheid van roosterfouten in kristallen van alkalihalogenides, en ook van zilverhalogenides. Hierdoor wordt in de eerste plaats onze kennis van de gedragingen dezer betrekkelijk eenvoudige verbindingen vergroot. Het belang van dergelijke

[15]) Zie ook E. J. W. Verwey, Elektronengeleiding in niet-metallische stoffen, Philips techn. T. **9**, 47-54, 1947.

[16]) Zie b.v. J. S. van Wieringen, Paramagnetische resonantie, Philips techn. T. **19**, 325-337, 1957 (no. 11).

[17]) E. J. W. Verwey en F. A. Kröger, Nieuwe inzichten op het gebied van oxydische halfgeleiders en van zinksulfide-fosforen, Philips techn. T. **13**, 41-47, 1951.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

onderzoekingen moet men echter vooral hierin zien, dat zij ons de weg wijzen bij de verklaring van het gedrag van meer ingewikkelde kristallen, waarbij de alkali- en zilverhalogenides als „model" kunnen fungeren. Combinaties van roosterfouten kunnen in zulke kristallen, die ons veelal wegens hun technische belangrijkheid interesseren, op uiterst gecompliceerde wijze hun invloed doen gelden. Aan een poging deze invloed te ontwarren, zal men zich pas durven wagen, nadat men de rol der diverse roosterfouten in elementaire gevallen, zoals bij de alkalihalogenides, heeft geverifieerd.

Samenvatting. Na een inleiding betreffende kristalstructuur en roosterfouten in het algemeen wordt de situatie bij alkalihalogenides iets meer in detail besproken, zowel bij de zuivere stoffen (Frenkel- en Schottky-fouten) als bij alkalihalogenides die zijn verontreinigd met een halogenide van een tweewaardig metaal. Uitvoerig wordt, aan de hand van metingen van tg δ als functie van de frequentie, ingegaan op de ionengeleiding en de diëlektrische verliezen bij mengkristallen NaCl-$CaCl_2$. Het blijkt dat hierbij Na^+-vacatures optreden, die gedeeltelijk vrij zijn, gedeeltelijk met de Ca^{2+}-ionen tot dipolen verenigd. De associatie tot dipolen wordt bij hogere temperaturen en mogelijk ook bij lagere bepaald door een eenvoudig chemisch evenwicht. Voor een kwantitatieve overeenstemming met de theorie van dit evenwicht is het echter nodig te onderstellen dat de dipoolsterkte kleiner kan zijn dan de voor de hand liggende waarde ed (waarbij e de elektronlading en d de Na-Na-afstand in het rooster voorstelt). Het is ook mogelijk dat bij lage temperatuur naast de dipolen hogere complexen bestaan, die niet of althans minder tot de diëlektrische verliezen bijdragen. Op het mechanisme van de ionengeleiding en de baan van het Na^+-ion in het rooster wordt nader ingegaan. Hierna wordt het gedrag van zilverhalogenides vergeleken met dat van alkalihalogenides. Ten slotte volgt een bespreking van het gedrag van NaCl-$CaCl_2$ bij verhitting in Na-damp (vorming van kleurcentra en reductie van Ca^{2+} tot Ca^+).

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

2504: H. Koelmans en A. P. M. Cox: Luminescence of modified tin-activated strontium orthophosphate (J. Electrochem. Soc. **104**, 442-445, 1957, no. 7).

Als men Al, Zn, Mg, Ca of Cd opneemt in het kristalrooster van $Sr_3(PO_4)_2$, ontstaat een nieuwe kristallijne faze, die waarschijnlijk isomorf is met β-$Ca_3(PO_4)_2$. Activeert men de verkregen stof met Sn, dan treedt, bij excitatie met straling van de kwiklijn bij 2537 Å, een sterke fluorescentie op, waarvan het maximum ligt bij ca. 6300 Å.

2505: H. Koopman, J. H. Uhlenbroek en J. Daams: New *s*-triazine herbicides (Nature **180**, 147-148, 20 juli 1957).

Korte mededeling over de bereiding van 2-alkoxy- en 2-alkylthio-4,6-dichloor-1,3,5-triazinen. Het is gebleken dat een van de chooratomen kan worden vervangen door een alkylamino-, een alkyloxy- of een alkylthiogroep. Sommige van de verkregen stoffen vertonen een sterke fytotoxische werking. Enige voorlopige proeven hierover worden beschreven.

2506: G. H. B. Teunissen, O. Bosgra en J. H. G. Wilson: Praktijkervaringen met levend, avirulent hondeziektevirusvaccin (T. Diergeneesk. **82**, 483-506, 1957, no. 14).

Na een inleidende literatuurbespreking worden twee proeven beschreven waarbij 584 honden, afkomstig uit een milieu waar hondeziekte regelmatig voorkomt, werden gevaccineerd met levend, avirulent hondeziektevirusvaccin (N.V. Philips-Roxane). Van 17 dieren konden geen gegevens worden verzameld; de resterende 567 honden werden geruime tijd geobserveerd, verscheidene zelfs tot meer dan twee jaar na de vaccinatie. Uit de resultaten en uit de literatuur blijkt dat men jonge honden, zonder gevaar voor het welzijn der dieren, met levend avirulent hondeziektevirusvaccin deugdelijk kan immuniseren, zowel tegen hondeziekte- als tegen „hard-pad-disease"-virus.

2507: J. A. Kok: Doorslagverschijnselen in vloeibare isolatoren (Ingenieur **69**, E87-E92, 1957, no. 27).

Doorslag in elektrische isolatoren komt tot stand doordat polariseerbare deeltjes naar plaatsen worden getrokken waar de veldsterkte een maximum vertoont. Hier vormen zij een brug, die de doorslag inleidt. De krachten die op de deeltjes werken, zijn evenredig met het kwadraat van de veldsterkte, zodat zij ook in een wisselveld effectief zijn. De deeltjes moeten zekere minimale afmetingen hebben om een brug te kunnen vormen, anders wordt deze vorming door de warmtebeweging verhinderd (diffusie). De kritische straal van bolvormige deeltjes wordt vastgelegd door de relatie $r^3E^2 = {}^1/_4\,kT$ Bij $T = 300°$ K en $E = 22$ kV/mm is de kritische straal 25 Å. Als E wordt vergroot tot 94 kV/mm, neemt deze straal af tot 10 Å. In overeenstemming met de theorie blijkt de doorslagspanning van olie aanzienlijk te worden vergroot als men de olie reinigt met een elektrostatisch Cottrell-filter.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

2508: J. P. L. Bots: Preparation of pure lactulose (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **76**, 515-518, 1957, no. 6).

Door uit te gaan van lactose en kalk, en het reactieprodukt te acetyleren, werd lactulose-octa-acetaat verkregen. Door dit te de-acetyleren met 0,1 n-HCl bij 71 °C, werd zuivere lactulose verkregen.

2509: J. S. C. Wessels: Studies on photosynthetic phosphorylation, I. Photosynthetic phosphorylation under anaerobic conditions (Biochim. biophys. Acta **25**, 97-100, 1957, no. 1).

De fotochemische verestering van anorganisch fosfaat tot adenosinetrifosfaat door chloroplasten, waarbij of vitamine K_3 of flavinemononucleotide aanwezig was, werd bestudeerd onder anaërobe omstandigheden. De conclusie is dat vitamine K_3 en flavinemononucleotide betrokken zijn bij twee verschillende wegen van fotosynthetische fosforilering. Voor het ontstaan van adenosinetrifosfaat in chloroplasten wordt een reactieschema voorgesteld dat in overeenstemming is met de genoemde conclusie.

2510: J. M. Stevels: Quelques remarques sur la résistivité du verre en courant continu (Silicates industriels **22**, 325-335, 1957, no. 6).

Poging om de bekende formule voor de soortelijke weerstand ϱ van glazen als functie van de temperatuur T, nl. $\log \varrho = A + B/T$, een theoretische achtergrond te geven door uit te gaan van een model dat bestaat uit potentiaalputten die zijn gescheiden door potentiaalbergen. Voor het geval van silicaatglazen met één soort netwerkwijzigende ionen worden voor de constanten A en B formules gegeven die deze constanten in verband brengen met grootheden als: de hoogte van de potentiaalbergen en de sprongafstand, de concentratie en de vibratiefrequentie van de netwerkwijzigende ionen. De grenzen van de geldigheid der gegeven formules in verband met de temperatuur en de sterkte van het elektrische veld worden besproken. Ten slotte wordt uitvoerig ingegaan op het verband van A en B met een grootheid Y die een maat is voor de samenhang van het SiO-netwerk (Y = gemiddeld aantal contactpunten van een zuurstoftetraëder met zijn omgeving). Het blijkt dat de hoogte van de potentiaalbergen, die men gelijk onderstelt aan de activeringsenergie van de door het elektrische veld in beweging gebrachte netwerkwijzigende ionen, geen gladde functie van Y is, maar dat deze functie knikken vertoont. De fysische betekenis van deze knikken wordt besproken.

R 334: L. J. van der Pauw: A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape (Philips Res. Rep. **13**, 1-9, 1958, no. 1).

De auteur bespreekt een nieuwe en snelle methode om de soortelijke weerstand en de Hall-coëfficiënt te meten aan een plaatvormig monster, waarvan de omtrek een willekeurige vorm mag hebben, maar dat geen gaten mag vertonen. Aan de omtrek worden op willekeurige plaatsen vier contacten aangebracht, die klein van afmeting moeten zijn. Men gebruikt twee der contacten als stroomklemmen en stuurt hierdoor een bekende stroom. Tussen de andere klemmen (potentiaalklemmen) meet men de spanning die nu ontstaat. Vervolgens laat men één der stroomklemmen met één der potentiaalklemmen van functie verwisselen en meet opnieuw. Uit deze twee metingen kan men de soortelijke weerstand afleiden. Herhaalt men één der metingen terwijl loodrecht op het monsterplaatje een magnetisch veld van bekende sterkte is aangelegd, dan kan men ook de Hall-coefficiënt berekenen.

R 335: H. G. Beljers: Determination of the gyromagnetic ratio and the magnetic resonance damping coefficient of ferrites (Philips Res. Rep. **13**, 10-16, 1958, no. 1).

Bschrijving van een apparaat waarmee de elektronenspinresonantie van polykristallijne ferrieten in de vorm van zeer kleine bolletjes, gemeten wordt. Hierbij wordt een trilholte gebruikt met een lineair gepolariseerd magnetisch veld bij 9400 MHz. Uit de metingen kunnen fundamentele grootheden als de g-factor voor de elektronen en de dempingscoëfficiënt van het ferriet worden afgeleid. De laatste kan zowel worden afgeleid uit metingen van een lijnbreedte als van de maximale absorptie, die in het ferriet bij resonantie optreedt. De uitkomsten der volgens deze twee methodes berekende waarden van de dempingscoëfficiënt vertonen een redelijke overeenkomst.

R 336: P. Penning: Precipitation of nickel and copper from supersaturated solutions in germanium (Philips Res. Rep. **13**, 17-36, 1958, no. 1).

Bij het ontlaten van germanium dat oververzadigd was met nikkel, bleken acceptors te ontstaan met een kleine activeringsenergie. Daarnaast werden de normale acceptors gevonden die door nikkel op roosterplaatsen worden geleverd. De concentratie van de nieuwe acceptors nam in de beginperiode van het ontlaten snel toe tot een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waarde die 30 tot 70% bedroeg van de concentratie der nikkelatomen. De totale concentratie bij kamertemperatuur van geïoniseerde acceptors bleef echter ongeveer constant. Bij voortgezet ontlaten namen de concentraties van beide soorten acceptors exponentieel af, waarbij hun verhouding constant bleef. Ter verklaring van deze waarnemingen is de volgende theorie ontwikkeld. De nieuwe acceptors worden gevormd door de vacatures die in het germaniumrooster ontstaan als de nikkelatomen van roosterplaatsen naar interstitiële plaatsen springen. De interstitiële nikkelatomen diffunderen zo snel naar de precipitatiekiemen dat hun concentratie steeds gelijk blijft aan de bij de ontlaattemperatuur geldende evenwichtsconcentratie. De concentratieverhouding van de substitutionele nikkelatomen en de gaten bereikt reeds spoedig na het begin van het ontlaten een evenwichtswaarde K. Het afnemen van de concentratie van substitutionele en interstitiële nikkelatomen wordt veroorzaakt doordat ook de concentratie der vacatures naar haar evenwichtswaarde streeft. Hiertoe moeten vacatures worden afgevoerd naar dislocaties en dit is een langzaam proces. De snelheid ervan zal afhangen van het aantal dislocaties en dus zal ook de snelheid waarmee het nikkel precipiteert gedurende het voortgezette ontlaten hiervan afhangen, d.w.z. deze snelheid zal gevoelig voor de structuur zijn. Bovendien zal zij afhangen van K. Uit metingen aan germanium met koper — waarvoor dezelfde theorie geldt — volgt dat K voor koper groter is dan voor nikkel. De door de vacatures geleverde acceptorniveaus blijken ca. 0,02 eV boven de valentieband te liggen. De concentratie van de vacatures is groter dan de evenwichtswaarde zolang het precipitatieproces, b.v. van nikkel, duurt. Bevindt zich koper op het buitenoppervlak, dan kan dit, dank zij deze grote concentratie van vacatures, gemakkelijk door diffusie binnenin een grote substitutionele concentratie veroorzaken. Zo kan zelfs een koperconcentratie ontstaan die veel groter is dan de evenwichtsconcentratie. Er zijn nog verschillende andere effecten waargenomen die men met deze wisselwerking tussen koper en nikkel ongedwongen kan verklaren. Ten slotte wordt erop gewezen hoe het snelle indringen van substitutieatomen bij aanwezigheid van vele vacatures de experimentele resultaten van andere onderzoekers kan hebben beïnvloed.

R 337: S. Duinker: General properties of frequency-converting networks (Philips Res. Rep. **13**, 37-78, 1958, no. 1).

In dit proefschrift (Delft, juni 1957; zie ook **R 339**) analyseert de auteur enige algemene eigenschappen van frequentie-converterende netwerken, d.w.z. van modulatie-, meng-, detectieschakelingen, enz. Dergelijke netwerken bevatten steeds niet-lineaire elementen. Eerst worden de eigenschappen onderzocht van afzonderlijke netwerkelementen die „lokaal passief" zijn, d.w.z. dat in het gekozen instelpunt het element passief is voor kleine variaties van stromen en spanningen. Vervolgens worden de reacties onderzocht van een netwerk indien een zekere blijvende trillingstoestand een kleine storing ondergaat. De storingsvergelijkingen van de eerste orde zijn lineaire differentiaalvergelijkingen met coëfficiënten die afhankelijk zijn van de tijd en die voldoen aan de reciprociteitsvoorwaarden. Deze vergelijkingen worden nader onderzocht, waarbij wordt aangenomen dat de blijvende toestand en de storing beide een periodiek karakter hebben. Voor de optredende grootheden worden complexe getallen ingevoerd. De netwerkvergelijkingen kunnen dan door matrixvergelijkingen worden voorgesteld. Vervolgens wordt de invloed op de matrixvergelijkingen nagegaan van: een verschuiving van het nulpunt van de tijd; de verwisseling van een signaalfrequentie met een frequentie die door conversie ontstaat; het optreden van een symmetrische blijvende toestand, en, ten slotte, de aanwezigheid van een lineaire impedantie. Nadat de begrippen „denkbeeldige mazen en klemmenparen" zijn ingevoerd, wordt aangetoond dat in het vervangschema van een conversienetwerk netwerkelementen voorkomen die fysisch niet realiseerbaar zijn en die zelfs actief kunnen zijn. Er wordt een energietheorema afgeleid dat geldt voor zuiver reactieve conversienetwerken, welk theorema vervolgens wordt toegepast bij de bespreking van: het optreden van instabiliteit, de conversieversterking, en de voorwaarden voor het ontbreken van terugwerking van de belasting op de signaalbron. Ten slotte wordt aan de hand van voorbeelden besproken hoe de matrixvergelijkingen zich vereenvoudigen wanneer het netwerk symmetrisch is samengesteld.

R 338: P. Penning: Generation of imperfections in germanium crystals by thermal strain (Philips Res. Rep. **13**, 79-97, 1958, no. 1).

De inhoud van dit artikel komt in hoofdzaak overeen met die van het artikel in Philips techn. T. **19**, 375-382, 1957 (no. 12). Toegevoegd zijn enige opmerkingen, experimenten en beschouwingen over de gevolgen van een in axiale richting sterk inhomogene temperatuurgradiënt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!